UNIVERSITÉ DE NANTES

ÉCOLE DOCTORALE
SCIENCES ET TECHNOLOGIES
DE L'INFORMATION ET DES MATÉRIAUX

Année : 2004 N^o B.U. :

Thèse de Doctorat de l'Université de Nantes

Spécialité : Physique Nucléaire
Présentée et soutenue publiquement par

Gaël RENAULT

le 24 septembre 2004
à l'Ecole des Mines de Nantes

Etude des corrélations de particules étranges mesurées par l'expérience STAR dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes au RHIC

Jury

Président	Klaus WERNER, *Professeur, Université de Nantes*
Rapporteurs	Jean-Yves GROSSIORD, *Directeur de recherche CNRS, IPNL Lyon*
	Richard LEDNICKY, *Chercheur, JINR Dubna*
Examinateurs	Barbara ERAZMUS, *Directeur de recherche CNRS, SUBATECH Nantes*
	Jean-Yves OLLITRAULT, *Chargé de recherche CNRS, SPhT CEA Saclay*
	Christelle ROY, *Chargé de recherche CNRS, SUBATECH Nantes*

Directeur de thèse : Barbara ERAZMUS
Laboratoire : SUBATECH
Composante de rattachement du directeur de thèse : Faculté des sciences
N^o ED 366-150

Remerciements

Je remercie Claude Lebrun et Jacques Martino, directeurs successifs de SUBATECH, de m'avoir accueilli dans leur laboratoire et de m'avoir permis de travailler dans d'excellentes conditions.

Je remercie vivement tous les membres du jury, Klaus Werner, Jean-Yves Ollitrault, Christelle Roy, Richard Lednický, Jean-Yves Grossiord, Barbara Erazmus, pour avoir accepté de juger et commenter ce travail ainsi que pour avoir honoré de leur présence la soutenance de thèse.

Barbara Erazmus a dirigé mes recherches pendant ces trois années de thèse, et m'a permis de valoriser mes travaux lors de conférences internationales, je lui adresse mes sincères remerciements.

Je remercie la collaboration STAR et plus particulièrement John Harris et Tim Hallman pour m'avoir permis d'effectuer de très enrichissants séjours au BNL.

Je remercie tous les membres du groupe STAR et du groupe PLASMA de SUBATECH pour leur accueil. Je tiens à remercier en particulier Ginès Martinez et Lilian Martin pour avoir organisé des réunions de synthèse qui ont enrichi mes connaissances dans le domaine.

Je remercie Mike Lisa, Sergei Panitkin et Fabrice Retière, chefs du groupe HBT de STAR, avec qui les échanges téléphoniques furent toujours constructifs et très intéressants.

Je tiens à remercier particulièrement Fabrice Retière pour son étroite collaboration et ses précieux conseils.

Je tiens également à remercier Richard Lednickỳ, Javier Castillo, Christelle Roy, Fabrice Gastineau, Magali Estienne, Boris Hippolyte, Laurent Aphecetche, David d'Enterria et Ludovic Gaudichet pour le temps et l'aide qu'ils m'ont accordés.

Un grand merci à l'équipe de Varsovie, du BNL et du LBNL pour les excellents moments de détente, je pense particulièrement à Piotr Szarwas, Michal Janik, Adam Kisiel, Fabrice Retière, Javier Castillo, Mercedes Lopez Noriega, Boris Hippolyte, Manuel Calderon de la Barca Sanchez, Cecilia Sanchez Hanke, Maria Jesus Mora Corral, Dennis Reichhold, Ian Johnson, Christophe Suire, Frank Laue, Patricia Fachini, David d'Enterria.

Je remercie chaleureusement Catherine pour m'avoir soutenu durant ces trois années.

Je remercie maman pour sa patience et son soutien dans les moments de doute.

Merci pour leurs encouragements et leur soutien à Papi, François, Mickaëlle, Elizabeth et Agnès, Claude, Marie-Claude, Jerm, Cathoux, Nol, Mae, Fred, Karine, Sam, Latiatia, Miss Motsch, Ju, Seb, Orianna, Manue, Frédéric Boudesseul, Fabrice, Marie, Patrick, Mme Toulgoat.

Table des matières

Table des figures

Liste des tableaux

Introduction

L'étude des fonctions de corrélations de particules étranges s'inscrit dans le cadre de la recherche du plasma de quarks et de gluons (PQG). Les études interférométriques ont pour but la caractérisation spatio-temporelle de la source émettrice de particules au freeze-out thermique, étape ultime atteinte lors de collisions d'ions lourds ultra-relativistes. Les analyses interférométriques de particules non-identiques permettent de déterminer les asymétries spatiale et temporelle lors de l'émission.

L'expérience STAR est dédiée à l'étude de la transition de phase de la matière nucléaire hadronique vers un état déconfiné composé de quarks et de gluons. Cette expérience est installée auprès de l'accélérateur d'ions lourds ultra-relativistes (RHIC) à Brookhaven. Le nombre de collisions enregistrées durant l'année 2001 s'élève à environ 2 millions correspondant aux collisions centrales Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. La très grande densité de particules produites lors de ces collisions a permis la sélection de particules étranges et la construction des fonctions de corrélations $p-\Lambda$, $\overline{p}-\overline{\Lambda}$, $p-\overline{\Lambda}$ et $\overline{p}-\Lambda$. Les fonctions $\overline{p}-\overline{\Lambda}$, $p-\overline{\Lambda}$ et $\overline{p}-\Lambda$ ont été mesurées pour la première fois dans le cadre de ce travail.

Les interactions dans l'état final (FSI) du système $p-\Lambda$ sont connues, contrairement aux FSI des systèmes $\overline{p}-\overline{\Lambda}$, $p-\overline{\Lambda}$ et $\overline{p}-\Lambda$. La connaissance de telles FSI pourrait permettre de contraindre les modèles hadroniques d'évolution des collisions. Ainsi, la connaissance des sections efficaces d'annihilation pourrait permettre une meilleure compréhension des mécanismes de création d'anti-baryons (étranges).

Dans cette thèse, nous introduirons les notions de la physique des ions lourds. Les collisions d'ions lourds ultra-relativistes sont l'unique moyen de reproduire en laboratoire les conditions extrêmes de température et de pression susceptibles de créer le PQG. Nous présenterons certaines observables permettant d'étudier le PQG. Les derniers résultats du RHIC tendent notamment à confirmer la formation d'un milieu dense dans les collisions Au+Au centrales par rapport aux collisions Au+Au périphériques, d+Au et p+p.

Nous décrirons ensuite l'expérience STAR dédiée à l'étude de la transition de phase attendue. L'expérience STAR est constituée de plusieurs sous-détecteurs afin de mesurer compèletement et précisément les divers observables liées à la création du PQG.

La technique d'interférométrie de particules sera présentée. Il sera démontré que l'interférométrie de particules permet de caractériser les dimensions spatio-temporelles de la source. Le modèle de Lednický & Lyuboshitz prenant en compte les effets de la statistique quantiques, les effets des interactions forte et Coulombienne sera présenté.

La méthode d'analyse des données sera décrite. Elle s'articule en trois étapes distinctes.

La première consiste à extraire les informations des données brutes acquises par l'expérience. Ces données sont nécessaires à la construction des fonctions de corrélations. Cette étape permet la sélection des échantillons de particules.

La seconde consiste à évaluer et à corriger les fonctions de corrélations des biais liés au détecteur. Les échantillons de particules sélectionnés par la première étape contiennent des particules issues du freeze-out thermique, mais aussi des particules issues de décroissances. Ces dernières tendent à diminuer le signal observable par la technique des fonctions de corrélations. Nous présenterons une nouvelle méthode pour évaluer la quantité de particules $\overline{p}$, p, $\overline{\Lambda}$, Λ issues du freeze-out thermique. Par ailleurs, le détecteur ne peut, par construction, déterminer l'impulsion des particules avec une précision infinie. La résolution en impulsion a donc été évaluée et l'impact sur les fonctions de corrélations étudié.

La dernière étape consiste à exploiter la technique des fonctions de corrélations afin d'extraire l'extension de la source de particules à partir du modèle de Lednický & Lyuboshitz. Par ailleurs, ce même modèle sera utilisé afin de mieux comprendre les FSI des systèmes $p-\overline{\Lambda}$ et $\overline{p}-\Lambda$ jusqu'alors inconnues. Enfin, les résultats obtenus dans cette thèse seront discutés dans le cadre des études antérieures.

Chapitre 1

La physique des ions lourds ultra-relativistes

Les collisions d'ions lourds ultra-relativistes permettent d'étudier le comportement de la matière à des températures et à des densités d'énergie très élevées. Ainsi, il devrait être possible de recréer les conditions nécessaires à la transition de phase de la matière hadronique vers l'état de Plasma de Quarks et de Gluons (PQG) prédit par la Chromodynamique Quantique.

1.1 La Chromodynamique Quantique (QCD)

La matière, d'après le modèle standard, est composée de six leptons et de six quarks. Ces douze fermions interagissent entre eux grâce à des bosons intermédiaires. Les quarks, qui composent les nucléons, possèdent une propriété analogue à celle des électrons : ils portent une charge appelée "couleur". La théorie qui décrit le comportement des forces entre les objets colorés est appelée la Chromodynamique Quantique (QCD). Le vecteur de l'interaction forte, le gluon, est l'analogue du vecteur de l'interaction électromagnétique, le photon. Mais contrairement au photon, la charge (de couleur) du gluon lui permet d'interagir avec les autres gluons ou les quarks. Ainsi la constante de couplage (équation 1.1) de l'interaction forte (α_s) dépend de l'impulsion échangée lors de l'interaction (Q) :

$$\alpha_s \propto \frac{1}{ln(Q^2/\Lambda_{QCD})} \tag{1.1}$$

Si $Q^2 >> \Lambda^2_{QCD}$, $\alpha_s \rightarrow 0$. C'est le phénomène de liberté asymptotique, c'est-à-dire que la force entre les quarks est plus forte à plus grande distance. Ainsi les quarks semblent être confinés dans une petite région non colorée de l'ordre du fm^3 dans un groupe de deux quarks (méson) ou de trois quarks (baryon). La description des processus durs où

Q est grand et α_s petit s'effectue grâce à la théorie des perturbations (pQCD, QCD perturbative). Par contre quand Q diminue, α_s augmente (processus mous) et il n'est alors plus possible de calculer les prédictions de QCD.

Les calculs explicites des forces entre quarks avec le Lagrangien QCD ne sont possibles qu'à la limite des couplages faibles ou forts. Ainsi, pour comprendre le comportement des objets colorés où pQCD n'est pas applicable, il faut intégrer le Lagrangien par des méthodes de discrétisation sur des réseaux Euclidiens à quatre dimensions, appelés QCD sur réseau, ou Lattice QCD. Cette méthode permet, notamment, l'étude des fonctions de structures, des masses des baryons et des mésons, de la transition de phase vers le plasma de quarks et de gluons. Cependant, la méthode Lattice QCD est limitée, lors de ces calculs, par la taille des réseaux et par son exigence numérique.

1.2 Le diagramme des phases

La théorie QCD rend compte des interactions élémentaires entre les objets colorés (quarks et gluons). Pour comprendre les propriétés de la matière composée de quarks et gluons, il faut l'envisager sous l'angle de la thermodynamique. Les baryons et les anti-baryons sont créés par paires. La différence entre le nombre de baryons (N_B) et le nombre d'anti-baryons ($N_{\overline{B}}$) est constante, le nombre baryonique (N $= N_B - N_{\overline{B}}$) est conservé. La variable associée à N est le potentiel chimique (μ_B), elle correspond à la variation d'énergie lorsque N augmente d'une unité. Pour construire le diagramme des phases, on étudie le potentiel chimique thermodynamique (Ω) adapté dans le cadre du formalisme grand canonique :

$$\Omega(V, T, \mu_B) = E - TS - \mu_B N \tag{1.2}$$

où E est l'énergie, T la température, S l'entropie du système. On remarque que le volume est constant pour un couple (T,μ_B) fixé. On définit la température critique ($T_c \sim 170$ MeV) et le potentiel baryonique critique (μ_{Bc}) correspondant au changement de phase. Les différentes phases du diagramme sont déterminées par l'étude des minima du potentiel chimique. A l'équilibre, plusieurs phases cohabitent.

Le diagramme des phases ainsi obtenu (figure 1.1) montre deux phases distinctes.

Dans une première phase, pour $T < T_c$ et $\mu_B < \mu_{Bc}$, les quarks et les gluons (objets colorés) sont confinés dans les hadrons (objets neutres de couleur ou blancs). Le modèle du sac [Mul85] décrit phénoménologiquement le comportement des quarks dans cette phase. Les quarks sont dans un sac où règne le vide QCD, il n'existe pas de condensat ($\langle \Psi\bar{\Psi} \rangle = 0$). A l'extérieur du sac, le vide QCD est composé de condensats ($\langle \Psi\bar{\Psi} \rangle \neq 0$). A la surface, les quarks interagissent avec les condensats, le quark est alors remplacé par un

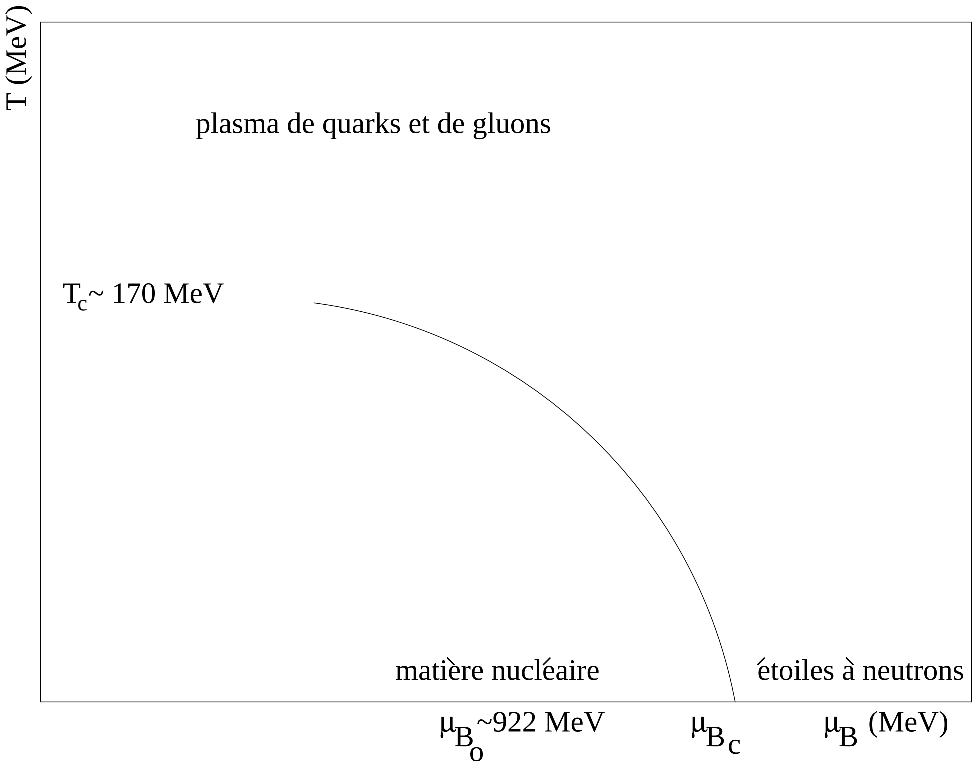

Figure 1.1: Diagramme des phases de la matière. La figure est inspirée de [Han01].

quark de chiralité opposée. Cette symétrie est brisée dans les hadrons mais elle est censée être restaurée dans le PQG ($\langle \Psi\bar{\Psi} \rangle = 0$).

La seconde phase, pour $T > T_c$ et $\mu_B < \mu_{Bc}$, est constituée d'un plasma de quarks et de gluons. La description de cette phase fait l'objet du paragraphe suivant.

Les transitions de phase peuvent être du premier ordre, du second ordre, ou sans variation brutale des variables thermodynamiques (cross over).

1.3 Le plasma de quarks et de gluons

Dans la matière ordinaire, les quarks et les anti-quarks sont confinés dans les nucléons. En effet le potentiel d'interaction ($V_{q\bar{q}}$, équation (1.3)) possède un terme linéaire avec la distance :

$$V_{q\bar{q}} = \frac{A}{r} + \kappa r \tag{1.3}$$

où A est une constante, r la distance entre deux quarks et κ la constante de tension de la corde.

Une analogie pour ce potentiel est celle de la corde : plus la distance entre deux quarks augmente, plus la force qui les lie est importante. C'est pourquoi il est impossible d'observer des quarks isolés.

Les études effectuées avec Lattice QCD (figure 1.2) à température et densité finies, montrent l'existence d'une transition de phase [Kar02].

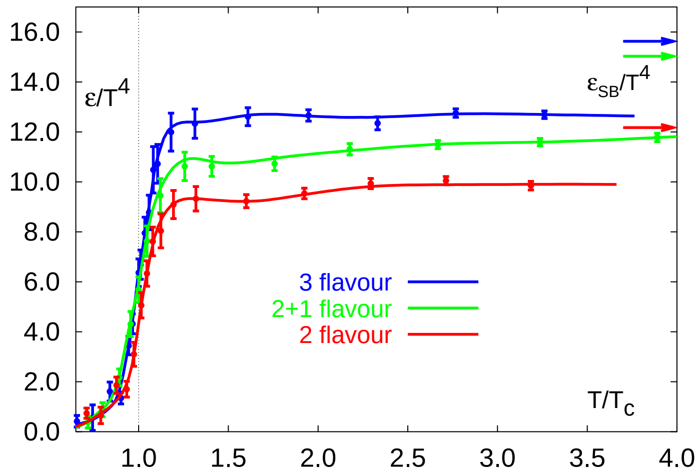

Figure 1.2: Evolution de la densité d'énergie en fonction de la température [Kar02].

La figure 1.2 représente l'évolution de la densité d'énergie du système (ϵ) normalisée par T^4, en fonction de la variable T/T_c, T_c étant la température critique.

La variable ϵ / T^4 représente le nombre de degrés de liberté du système thermodynamique. On observe une augmentation rapide du nombre de degrés de liberté lorsque T/T_c est proche de 1. On interprète cette augmentation comme un changement de phase de l'état où les quarks sont confinés dans les hadrons vers une phase où ils sont quasi-libres (PQG).

1.4 Les collisions d'ions lourds ultra-relativistes

D'après le scénario de Bjorken [Bjo83], on distingue plusieurs étapes au cours d'une collision d'ions lourds ultra-relativistes (figure 1.3) : une phase de pré-équilibre, une phase de déconfinement, un gaz de hadrons, enfin un état où les hadrons s'échappent de la zone de collision. Notons qu'une phase mixte peut être considérée entre la phase de déconfinement et le gaz de hadrons.

Lors de la phase de pré-équilibre, les collisions inélastiques entre les nucléons des noyaux incidents se produisent. Ainsi les partons sont libérés et subissent de multiples rediffusions dans le milieu, déposant une importante partie de leur énergie. La température augmente et la production de paires $q\overline{q}$ est alors possible.

Après un temps de l'ordre de 1 fm, on suppose que cette phase est thermiquement équilibrée et constituée de partons : c'est la phase de plasma de quarks et de gluons. A

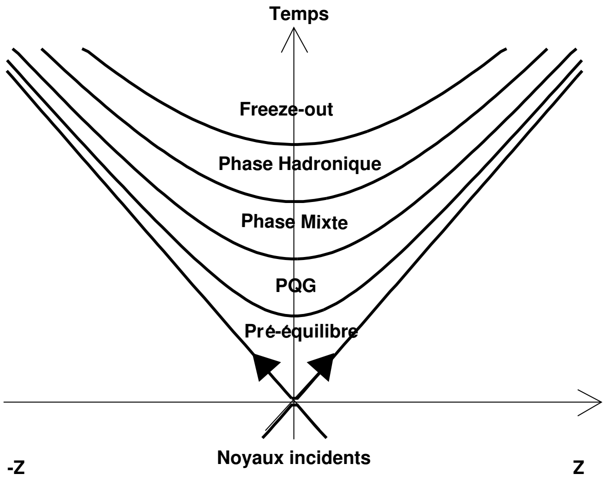

Figure 1.3: Schéma de l'évolution d'une collision d'ions lourds ultra-relativistes selon le modèle de Bjorken [Bjo83]. L'axe des abscisses est l'axe du faisceau d'ions, l'axe des ordonnées correspond au temps, les hyperboles correspondent à des zones de temps propre constant.

cause des fortes pressions internes, le système est en expansion, sa densité diminue et le processus d'hadronisation apparaît.

Le système entre dans une troisième phase, dite mixte, composée de hadrons et de partons. Cette phase n'existe que si la transition est du premier ordre. Elle n'existe pas si la transition est du second ordre, car le système devient alors un gaz de hadrons de manière soudaine.

La quatrième phase est constituée de hadrons. Cette phase, en expansion, a une composition hadronique variable due aux interactions inélastiques présentes tant que la densité d'énergie est suffisante. Au moment où la température atteint la valeur critique T_c, la composition hadronique est fixée, c'est le freeze-out chimique. Puis le système continue à se détendre, les interactions élastiques cessent, c'est le freeze-out thermique ou cinétique.

Chapitre 2

Les signatures du Plasma de Quarks et de Gluons

La recherche du plasma de quarks et de gluons (PQG) est la recherche d'une transition de phase entre la matière hadronique, état dans lequel les quarks sont confinés dans les nucléons, et un état où les quarks sont déconfinés. Aujourd'hui, la définition de la phase de PQG change aux vus des derniers résultats du RHIC. Les quarks et les gluons ne sont plus censés évoluer de manière libre. La transition peut s'effectuer au-delà d'un point critique et n'est plus supposée être du premier ou du second ordre.

Les collisions d'ions lourds ultra-relativistes telles que Au+Au sont suceptibles de réunir les conditions nécessaires à la formation du PQG. Par contre lors de collisions p+p ou d+Au le PQG ne peut se former. Par la mesure des particules créées lors de l'hadronisation, on construit les observables permettant de caractériser les mécanismes se déroulant lors des collisions. La confrontation des observables extraites des collisions p+p, d+Au et Au+Au permettra de signer la présence ou non du PQG.

Dans ce chapitre nous allons présenter certaines signatures possibles du PQG. Une synthèse plus complète des différentes signatures est disponible dans les références suivantes [Har96, Bas98, QM01, QM02, QM04].

2.1 Suppression anormale du J/Ψ et du Υ

Lors de la collision, les états liés $c\overline{c}$ (J/Ψ) et $b\overline{b}$ (Υ) ont assez d'énergie pour se former par fusion de deux gluons [Kar88]. Si un plasma de quarks et de gluons se forme, alors l'interaction entre les quarks lourds c et $\overline{c}$, b et $\overline{b}$ devient plus faible en raison de l'écrantage de couleur analogue à l'écrantage de Debye dans un plasma d'électrons. Ainsi ces di-quarks lourds se dissocient et se recombinent avec des quarks u ou d. Il y a donc disparition du

J/Ψ et du Υ [Mat86] et formation de charme ouvert ou de beauté ouverte. Ceci conduit alors à la suppression du J/Ψ et du Υ. Cette suppression est dite «anormale» par rapport à la suppression attendue dans la matière nucléaire. Cependant la disparition de ces états liés dépend du système considéré : les états excités du système $c\overline{c}$, dont χ_c et ψ' qui sont particulièrement fragiles, disparaissent à des températures inférieures à celles nécessaires à la dissociation de l'état J/Ψ.

Lors de collisions Pb+Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 17.3$ GeV, l'expérience NA50 installée au SPS a mesuré le taux de production de J/Ψ normalisé à la production attendue en tenant compte de l'absorption nucléaire, en fonction de la densité d'énergie des collisions (figure 2.1). Les résultats montrent une suppression du J/Ψ pour les collisions centrales Pb+Pb [Abr00] non compatible avec une absorption normale de la matière nucléaire.

Dans le cas où le PQG se forme, un nouveau mécanisme de formation du J/Ψ est possible [The01a, The01b]. Aux énergies atteintes au RHIC et au LHC, ce mécanisme engendrerait non pas une suppression, mais une augmentation de la production du J/Ψ. Dans ce scénario, si une phase de déconfinement a lieu, les quarks lourds initialement créés lors de la collision deviendraient plus mobiles que dans une phase hadronique, et participeraient à la formation d'états liés. Comme les temps de formation et de dissociation de ces états liés sont plus grands que le temps de vie de la phase de déconfinement, ces états liés seraient encore présents lors de la phase d'hadronisation.

Au RHIC, PHENIX est l'expérience la mieux adaptée à la mesure des résonances J/Ψ et Υ. Toutefois, les données extraîtes des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV et à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV n'ont pas encore permis de conclure à une augmentation ou à une diminution de la production de J/Ψ [Adl04a, Adl04b]. Les travaux récent de E. V. Shuryak et I. Zahed montrent [Shu04] que ces états liés pourraient survivre à des températures supérieures à la température critique, mettant en cause la pertinence de cette signature.

2.2 Signature leptonique

Lors du refroidissement du plasma et à cause de la restauration de la symétrie chirale on s'attend à observer une diminution de la masse des mésons vecteurs ρ, ω, ϕ et/ou une augmentation de leur largeur de résonance [Bro91, Len99, QM04]. On espère ainsi observer une augmentation du nombre de paires e^+e^- dans la zone de masse invariante comprise entre 250 MeV et 700 MeV. L'expérience CERES (NA45) basée au SPS a mesuré la production de paires e^+e^- normalisée à la production attendue lors des processus de désintégration des mésons π^0, η, η', ρ, ω, ϕ décrivant les collisions p+Be. Les résultats des mesures faites lors de collisions Pb+Au montrent une augmentation du nombre de

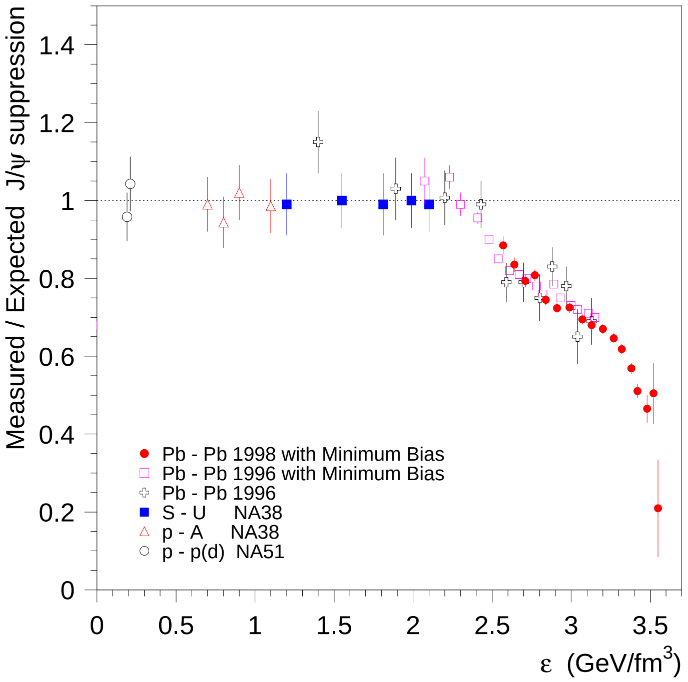

Figure 2.1: Production du J/Ψ normalisée à la production attendue en tenant compte de l'absorption nucléaire, en fonction de la densité d'énergie des collisions, mesurée par la collaboration NA50 au SPS [Abr00].

dileptons tandis que les mesures faites lors de collisions p+Be [Aka95] ne présentent aucune augmentation par rapport au scénario purement hadronique (figure 2.2).

Les premières études sur la production de ρ dans les collisions non-centrales Au+Au et p+p à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV par la collaboration STAR montrent qu'il existe une différence de masse de l'ordre de 70 MeV et 40 MeV par rapport à la valeur attendue [Ada03i].

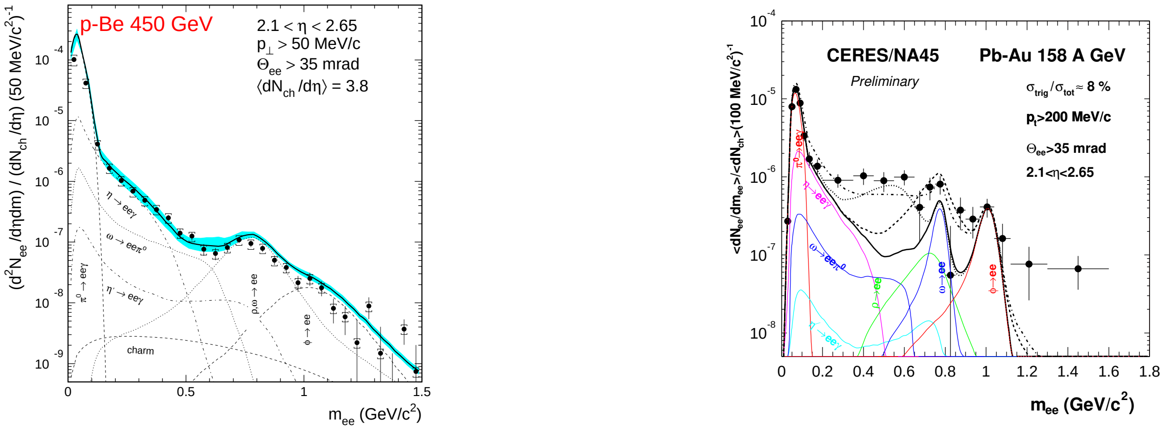

Figure 2.2: Spectre en masse invariante des di-électrons dans les collisions p+Be[Aka95] (à gauche) et dans les collisions Pb+Au (à droite) mesuré par la collaboration CERES [QM04].

2.3 Radiation du plasma

Lors de la formation d'un plasma de quarks et de gluons, un nombre élevé de photons directs et virtuels est censé être observable [Shu78]. La quantité de photons attendue, s'il y a un plasma, devrait être bien supérieure à la production prédite par des scénarios purement hadroniques. Les résultats de la collaboration WA98 [Agg00] auprès du SPS, présentés sur la figure 2.3, montrent la surproduction de photons directs observée dans les collisions centrales Pb+Pb à une énergie de 158 AGeV. Cette production de photons

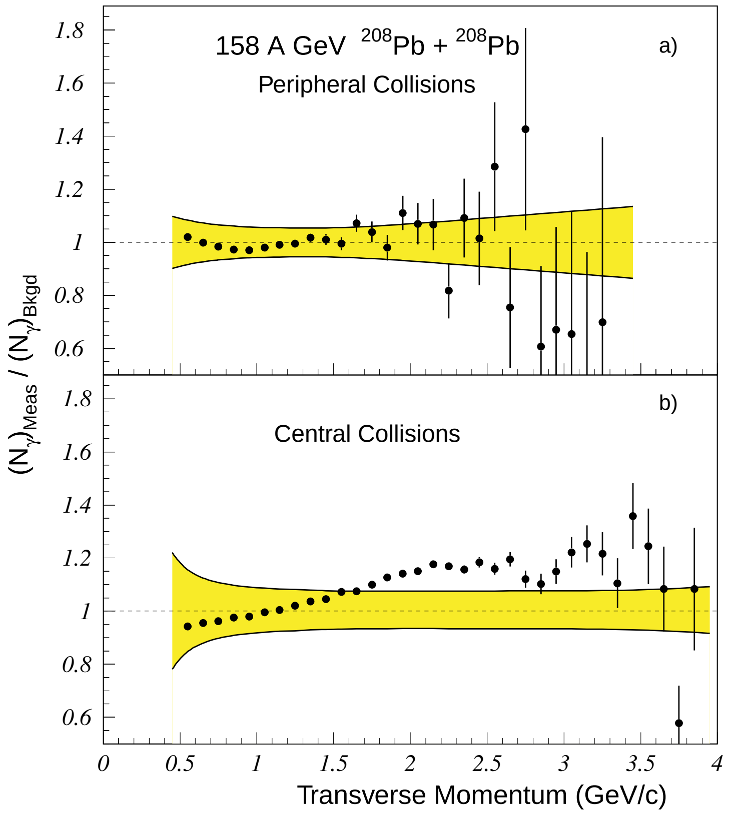

Figure 2.3: Production de photons directs normalisée à la production de photons attendue lors d'un scénario purement hadronique observée par la collaboration WA98 dans des collisions Pb+Pb à une énergie de 158 AGeV. Les barres correspondent aux erreurs statistiques, tandis que la zone grisée représente les erreurs systématiques.

directs est normalisée à la production de photons provenant majoritairement de la désintégration de mésons neutres. Cependant cette surproduction est également explicable si l'on prend en compte la formation d'un gaz de hadrons chaud [Pei02, Huo02].

Les résultats de l'expérience PHENIX lors de l'analyse des collisions centrales Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV montrent une augmentation significative du rapport γ/π^0 par rapport au fond dominé par la désintégration des π^0 (figure 2.4) [QM04]. Les résultats restent aujourd'hui à être interprétés plus en détails.

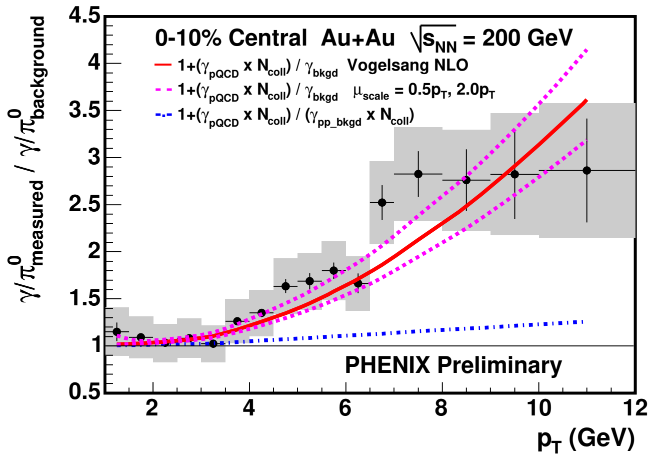

Figure 2.4: Représentation du double rapport γ/π^0 mesuré sur γ/π^0 correspondant au fond dominé par la désintégration des π^0 [QM04].

2.4 Augmentation de l'étrangeté

L'augmentation de l'étrangeté est l'une des premières signatures du PQG qui a été proposée [Raf82]. La formation des quarks étranges serait favorisée dans un plasma de quarks et de gluons par rapport à un gaz hadronique. Dans un gaz hadronique, il faut fournir environ 500 MeV pour créer une paire $s\bar{s}$. Or dans le PQG, la symétrie chirale est restaurée, ce qui réduit la masse du quark s à 150 MeV. L'énergie nécessaire pour produire une paire $s\bar{s}$ n'est alors que de 300 MeV. De plus, la réaction produisant une paire $s\bar{s}$ par fusion de deux gluons devient dominante par rapport au canal d'annihilation de deux quarks [Bir95]. Ainsi, on s'attend à observer une production d'hypérons proportionnelle à leur contenu en quarks étranges.

Les expériences WA97 et NA57 ont mesuré les rapports de production de baryons lors des collisions p+Be, p-Pb et Pb+Pb à 158 AGeV au SPS (figure 2.5). On observe une augmentation du taux de production des hypérons et anti-hypérons, avec le nombre de participants. Ces taux de production sont normalisés aux taux obtenus lors de collisions p+Be. Cette augmentation est proportionnelle au contenu en quarks étranges des hypérons.

Les analyses de données de l'expérience STAR des collisions Au+Au et p+p à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV permettant l'extraction de ces taux de production sont en cours. Cependant, les résultats préliminaires montrent une augmentation de ces taux avec le nombre de participants [QM04, Cai04].

D'autre part l'étude du rapport des taux de production des kaons et des pions à mi-rapidité en fonction du taux de production des pions normalisé à la section efficace

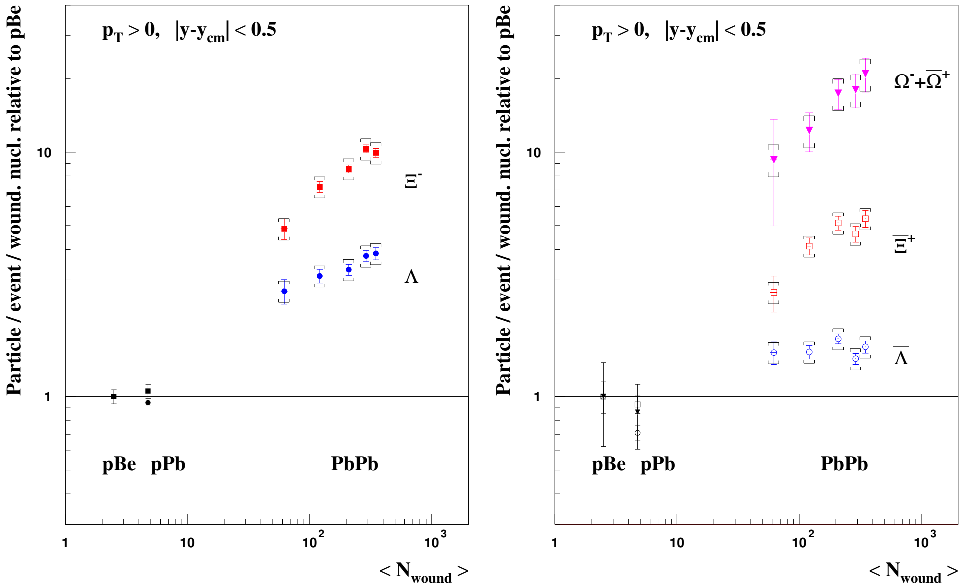

Figure 2.5: Taux de production de particules étranges normalisé aux taux obtenus lors de collisions p+Be obtenu par l'expérience NA57 en fonction du nombre de participants [Bru03].

des collisions ($\frac{(dN/d\mathrm{y})_\pi}{S}$) montre une augmentation de l'étrangeté (figure 2.6). La variable $\sqrt{\frac{(dN/d\mathrm{y})_\pi}{S}}$ est proportionnelle à l'échelle de saturation des gluons (Q_s). Les résultats suggèrent qu'il existe une saturation de la production d'étrangeté indépendante de l'énergie de la collision au RHIC [Bar04].

2.5 Suppression des particules à haute impulsion transverse et corrélations azimutales

La production de hadrons à haute impulsion transverse témoigne des processus qui ont eu lieu lors de la collision des ions lourds. Les partons traversant la matière dense perdent de l'énergie en émettant des gluons [Gyu03]. L'énergie totale perdue dépend de la densité de charge de couleur du milieu. Les modifications nucléaires du taux de production des particules de haute impulsion transverse peuvent ainsi témoigner de la présence d'une phase de matière dense, voire de la présence d'une phase de quarks et de gluons déconfinés [Ada03a, Ada03d].

La mesure de la production de particules en fonction de l'impulsion transverse permet l'étude de la perte d'énergie des partons (jet quenching), de l'effet de saturation initiale de la distribution des gluons (parton shadowing), et de l'effet Cronin [Cro75]. Afin de dissocier ces effets, ces mesures sont effectuées lors de collisions A+A et p+A (et/ou d+A) [Vit02]. En effet pour supprimer les effets dus à l'écrantage des partons, on mesure

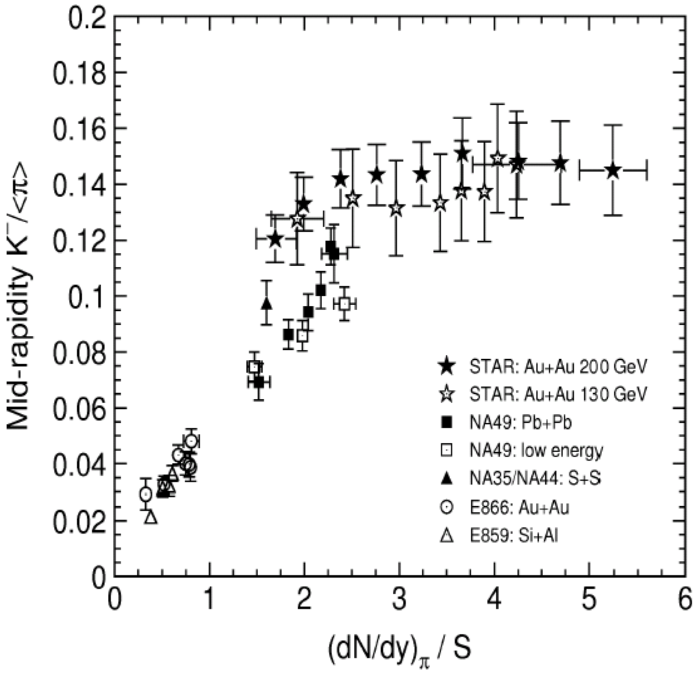

Figure 2.6: Rapport des taux de production des kaons et des pions en fonction de $\frac{(dN/d\mathbf{y})_\pi}{S}$ [Bar04].

le facteur de modification nucléaire pour les collisions Au+Au non centrales et pour des collisions d+Au [Gyu04b].

On construit le facteur de modification nucléaire en formant le rapport du nombre de particules produites lors de collisions A+A par le nombre de particules produites lors de collisions p+p. Ce rapport est normalisé par $T_{AA} = \langle \mathrm{N_{bin}} \rangle / \sigma_{inel}^{NN}$:

$$R_{AA}(p_t) = \frac{d^2 n^{AA}/dp_t d\eta}{T_{AA} d^2\sigma^{NN}/dp_t d\eta}, \tag{2.1}$$

où η est la pseudo-rapidité, N_{bin} le nombre de collisions binaires nucléon-nucléon et σ_{inel}^{NN} la section efficace inélastique mesurée lors de collisions p+p. R_{AA} serait égal à l'unité pour les particules de haute impulsion transverse (haut p_t) s'il n'y avait aucun effet dû au milieu dense.

L'analogue de R_{AA} pour les collisions non symétriques s'écrit R_{AB}. La figure 2.7 représente le facteur de modification nucléaire R_{AB}[Ada03a] mesuré par l'expérience STAR lors de collisions d+Au centrales et de biais minimum, et Au+Au centrales, à des énergies de 200 GeV dans le centre de masse. Ce rapport chute d'un facteur 5 à haut p_t pour les collisions centrales par rapport aux collisions d+Au et Au+Au périphériques. Cette chute très importante montre que ce n'est pas un effet dû à la saturation initiale de la distribution des gluons mais qu'il s'agit bien d'un effet dû aux interactions finales des partons ayant interagi fortement dans le milieu dense créé lors de collisions Au+Au [Jac04].

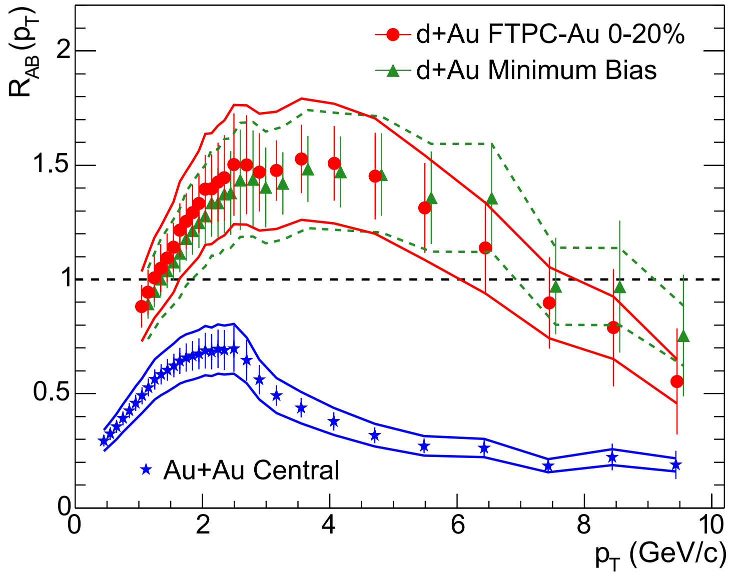

Figure 2.7: Le facteur de modification nucléaire (R_{AB}) en fonction de l'impulsion transverse (p_t) de tous les hadrons chargés ($(h^- + h^+)/2$) pour les collisions d+Au centrales et de biais minimum, et Au+Au centrales [Ada03a].

Pour étudier le phénomène de jet quenching, une technique complémentaire utilisée est l'étude des corrélations azimutales de deux particules. La collaboration STAR [Ada03a] construit la distribution azimutale des hadrons chargés dont l'impulsion transverse est supérieure à 2 GeV/c. On observe un pic à $\Delta\Phi = 0$ et $\Delta\Phi = \pi$ (figure 2.8, cadres (a) et (b)) correspondant à la formation d'un jet et d'un di-jet pour les événements p+p, d+Au centraux et les événements p+p, d+Au sans sélection sur la centralité (de biais minimum). En revanche, le pic $\Delta\Phi = \pi$ n'est pas observé lors de collisions Au+Au centrales (figure 2.8, cadre (b)). Si cette suppression est due à la fragmentation de jets, elle peut être aussi le résultat d'interactions dans l'état final de partons ayant interagi fortement dans le milieu dense créé lors de collisions Au+Au [Jac04].

Les conditions de formation du PQG sont supposées être réunies lors de collisions Au+Au. Par contre, lors de collisions p+p ou d+Au, on ne s'attend pas à former le PQG. Ainsi la suppression de hadrons de haute impulsion transverse et la suppression de corrélations azimutales tendent à confirmer l'existence d'une phase dense de quarks et de gluons déconfinés.

2.6 Le flot

Les flots direct et elliptique [Oll92, Oll98] permettent, lors d'une collision d'ions lourds, d'obtenir des informations sur les phénomènes collectifs. L'étude du flot elliptique (v_2) per-

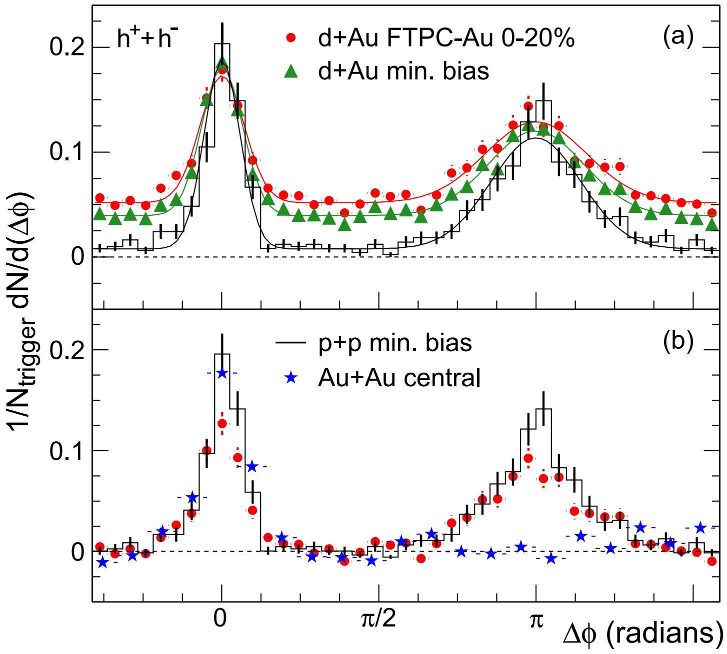

Figure 2.8: Corrélations azimutales de deux particules, (a) pour les collisions d+Au centrales et de biais minimum, (b) pour les collisions Au+Au centrales [Ada03a].

met de rendre compte de l'anisotropie spatiale de la source de particules par la mesure de l'anisotropie de la distribution en impulsion transverse. Ces asymétries spatiales peuvent être dues aux rediffusions partoniques ayant lieu aux premiers instants de la collision. Le flot elliptique v_2 correspond au terme du second ordre dans le développement en coefficients de Fourier de la distribution en impulsion transverse (p_t) en fonction de l'angle azimutal Φ (équation (2.2)).

$$\frac{d^2N}{dp_t^2 d\Phi} = \frac{dN}{2\pi dp_t^2}(1 + \sum_n v_n cos(n\Phi)) \tag{2.2}$$

Les études effectuées au SPS[Oll98] et au RHIC[Ada03b] ont montré une augmentation du flot elliptique avec la centralité des collisions. Au RHIC, cette augmentation montre que l'excentricité initiale spatiale de la zone de recouvrement des noyaux augmente avec la centralité des collisions. Enfin l'accord des prédictions des modèles hydrodynamiques [Huo01] avec les mesures du flot elliptique tendent à confirmer la création du PQG dans les collisions Au+Au centrales [Gyu04a].

Le flot des particules multi-étranges [Cas04] est supposé n'être sensible qu'aux processus ayant lieu aux premiers instants de la collision en raison de leur faible section efficace hadronique. La figure 2.9 à gauche représente le flot elliptique des $\Xi^- + \overline{\Xi}^+$, $\Omega^- + \overline{\Omega}^+$, $\Lambda + \overline{\Lambda}$ et K^0_S en fonction de l'impulsion transverse (p_t) mesuré par la collaboration STAR [Cas04]. On observe que les valeurs du v_2 des Ξ et des Λ sont compatibles et diffèrent de celles des K^0_S à haute impulsion tranverse (p_t> 3 GeV/c). Cette différence entre les baryons et les mésons [Ada03b] est en accord avec les prédictions des modèles de coalescence et de fragmentation d'un système partonique [Fri03, Gre03, Mol03]. En effet, les partons qui se fragmentent en (anti-)lambdas perdent plus d'énergie que ceux qui se fragmentent en kaons. On observe ainsi que $v_2^\Lambda > v_2^K$ à haute impulsion tranverse. Pour les impulsions transverses intermédiaires, le processus dominant est la recombinaison des quarks.

Pour les faibles impulsions transverses, les prédictions (courbes discontinues) des modèles hydrodynamiques sont en accord avec les mesures. Ceci indiquerait que l'équilibre thermique est rapidement atteint et qu'il existe un fort gradient de pression. Par contre, l'équation d'état gouvernant l'évolution du système ne peut encore être contrainte [Adl01b].

Ainsi, dans le cadre du modèle de coalescence, la valeur du v_2 est supposée être proportionnelle au nombre de quarks constituants (n). La figure 2.9 à droite, montre v_2/n en fonction de p_t/n. Une parfaite coïncidence entre les données est observée, confirmant les prédictions du modèle de coalescence et de fragmentation.

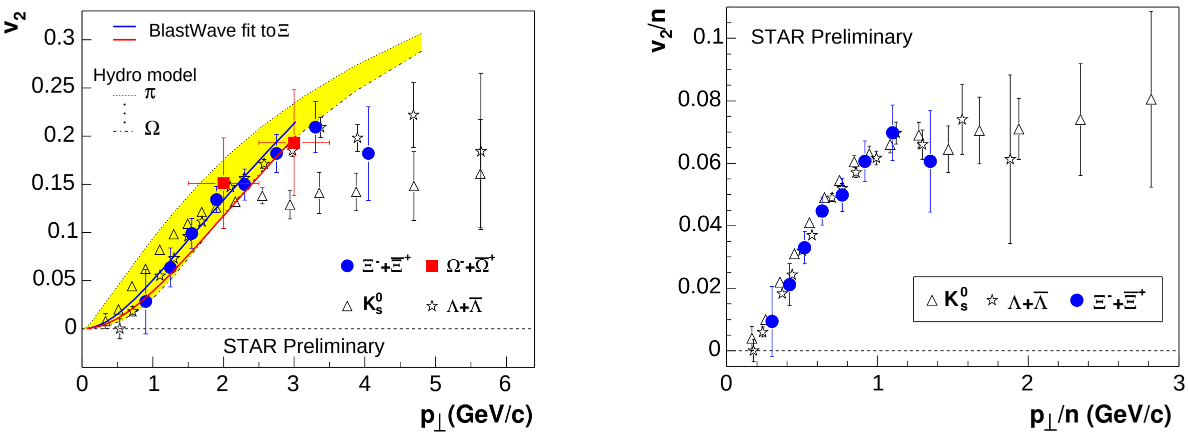

Figure 2.9: A gauche, la distribution du v_2 pour les baryons multi-étranges représentée en fonction de l'impulsion transverse (p_t). A droite, la distribution du v_2/n en fonction de p_t/n, n étant le nombre de quarks constituants [Cas04].

2.7 L'interférométrie de pions identiques

Une étude menée par la collaboration STAR [Ada03c] sur la sensibilité azimutale des rayons dans la paramétrisation de Bertsch-Pratt (figure 2.10) relative au plan de réaction lors de collisions non centrales, permet de mesurer la forme anisotropique de la source. La fonction de corrélation est paramétrisée par l'équation (2.3), où Q_L, Q_{TO}, Q_{TS} sont les projections du vecteur impulsion relatif ($\overrightarrow{Q}$) dans le repère de Bertsch-Pratt (figure 2.10).

$$G(\overrightarrow{Q}, \Phi) = e^{-Q_o^2 R_o^2(\Phi) - Q_s^2 R_s^2(\Phi) - Q_l^2 R_l^2(\Phi) - Q_o Q_s R_{os}^2(\Phi)} \tag{2.3}$$

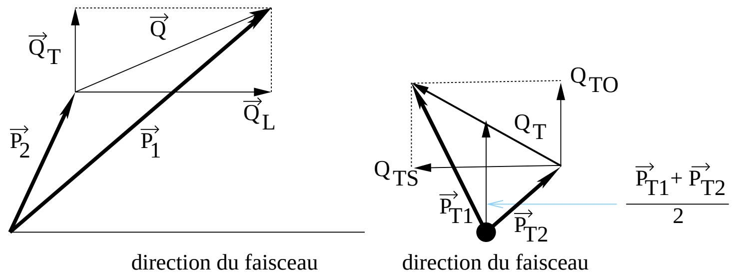

Figure 2.10: Système de coordonnées de Bertsch-Pratt utilisé pour les analyses HBT en 3 dimensions. Aux variables Q_L, Q_{TO}, Q_{TS} sont associés les rayons R_l, R_o, R_s.

La figure 2.11 représente les carrés des rayons dans la paramétrisation de Bertsch-Pratt

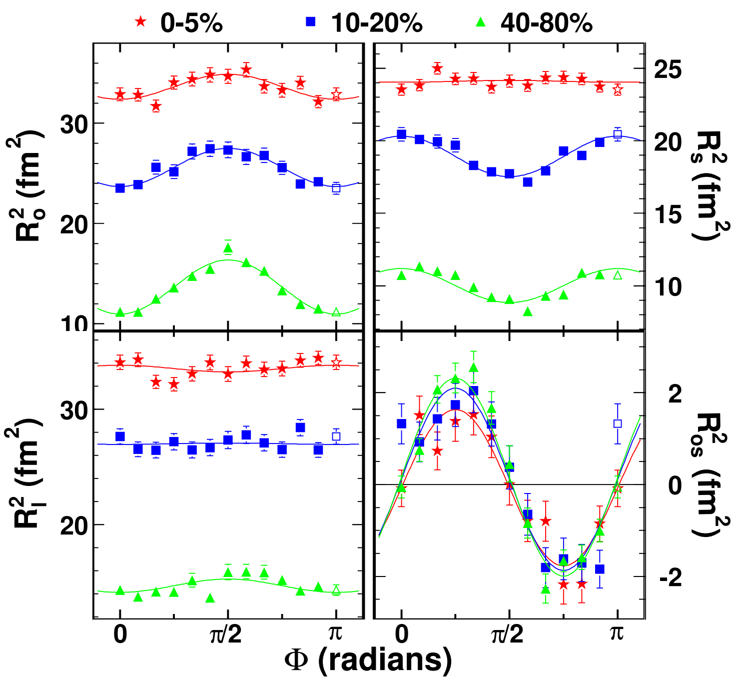

Figure 2.11: Rayons dans la paramétrisation de Bertsch-Pratt au carré, extraits en utilisant l'équation (2.3) dans le référentiel LCMS, en fonction de l'angle du plan de réaction pour trois domaines de centralité [Ada03c].

dans le référentiel LCMS en fonction de l'angle du plan de réaction pour trois domaines de centralité. Le référentiel LCMS (Longitudinally Comoving System) est défini par une impulsion longitudinale de la paire nulle. On observe que la taille de source augmente avec la centralité des collisions. Au contraire, l'amplitude des oscillations diminue avec la centralité des collisions. Les résultats montrent que la source est étendue hors du plan de réaction au freeze-out.

D'autre part, la variable R_o/R_s est sensible au temps de vie de la source de particules. S'il y a formation du PQG, le temps de vie de la source est supposé être plus grand que s'il existe une unique phase hadronique [Ris96]. Ainsi, dans le cas d'un scénario purement hadronique, R_o/R_s = 1.0 - 1.2, tandis que si le PQG se forme, R_o/R_s = 1.5 - 10. Les résultats d'analyses d'interférométrie de pions identiques de différentes expériences et à différentes énergies sont représentées sur la figure 2.12. Actuellement, les calculs hydrodynamiques reproduisant le flot elliptique et les distributions de particules sont incapables de reproduire la tendance du rapport R_o/R_s [Adl01a], ce qui constitue le célèbre *HBT puzzle*. Le modèle Buda-Lund est inspiré de calculs hydrodynamiques et considère une source subdivisée en deux parties. Le noyau est analogue à celui d'une étoile localement thermalisée. Le halo est constitué de produits de décroissance et de résonances. Ce modèle décrit les spectres de particules et les rayons extraits des études d'interférométrie de deux pions [Cso04]. L'approche hydrodynamique des collisions[Akk95, Akk03] tend à affirmer que les rayons extraits d'analyses interférométriques sous-estime systématiquement le rayon de la source de particule à cause de la présence d'un flot important dans les collisions d'ions lourds. Pour palier à ce problème la méthode hydro-cinétique[Akk04] est en cours de développement. Celle-ci est basée sur l'approche hydrodynamique et évalue les spectres de particules en tenant compte du caractère non équilibré du système lors de leur création.

2.8 Conclusion

Les expériences du RHIC n'ont pas montré de manière directe la formation d'un état déconfiné. En effet il n'a été observé aucune variation brutale du flot elliptique, des rayons interférométriques ni des spectres des particules chargées par rapport aux collisions de plus faibles énergies.

Cependant ces expériences ont permis une avancé très importante dans l'étude de la matière nucléaire dans des conditions extrêmes. Ainsi, elles ont montré l'existence d'un milieu dense ayant un comportement collectif par les études des corrélations azimutales, du facteur de modification nucléaire et du flot elliptique normalisé au nombre de quarks. Les spectres en impulsion transverse des hadrons ainsi que les mesures du flot elliptique des particules sont en accord avec les prédictions des modèles hydrodynamiques décrivant un fluide relativiste idéal, localement thermalisé après environ 1 fm/c. Seuls les résultats des analyses interférométriques sont en désaccord avec les prédictions hydrodynamiques en ce qui concerne le temps d'évolution du système.

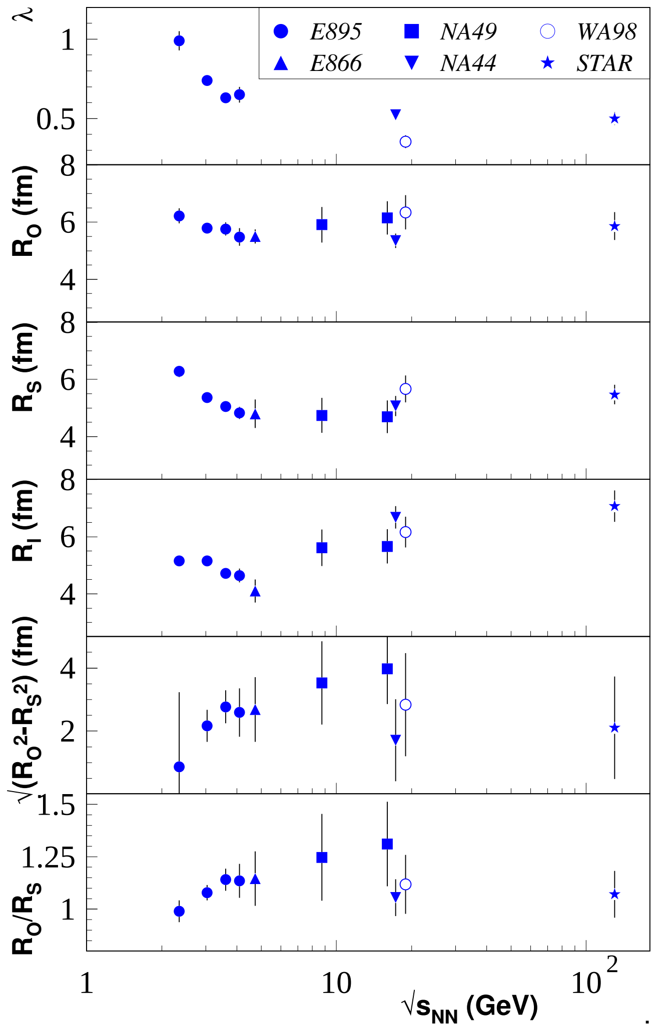

Figure 2.12: Paramètres extraits de l'analyse d'interférométrie de pions identiques [Adl01a].

Chapitre 3

L'expérience STAR au RHIC

L'expérience STAR (a Solenoidal Tracker At RHIC) est l'une des quatre expériences installées sur le site du collisionneur RHIC (Relativistic Heavy Ions Collider, voir figure 3.1) situé au Laboratoire National de Brookhaven (BNL). L'accélérateur RHIC permet de sonder l'état de la matière par des collisions d'ions lourds relativistes jusqu'à une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.

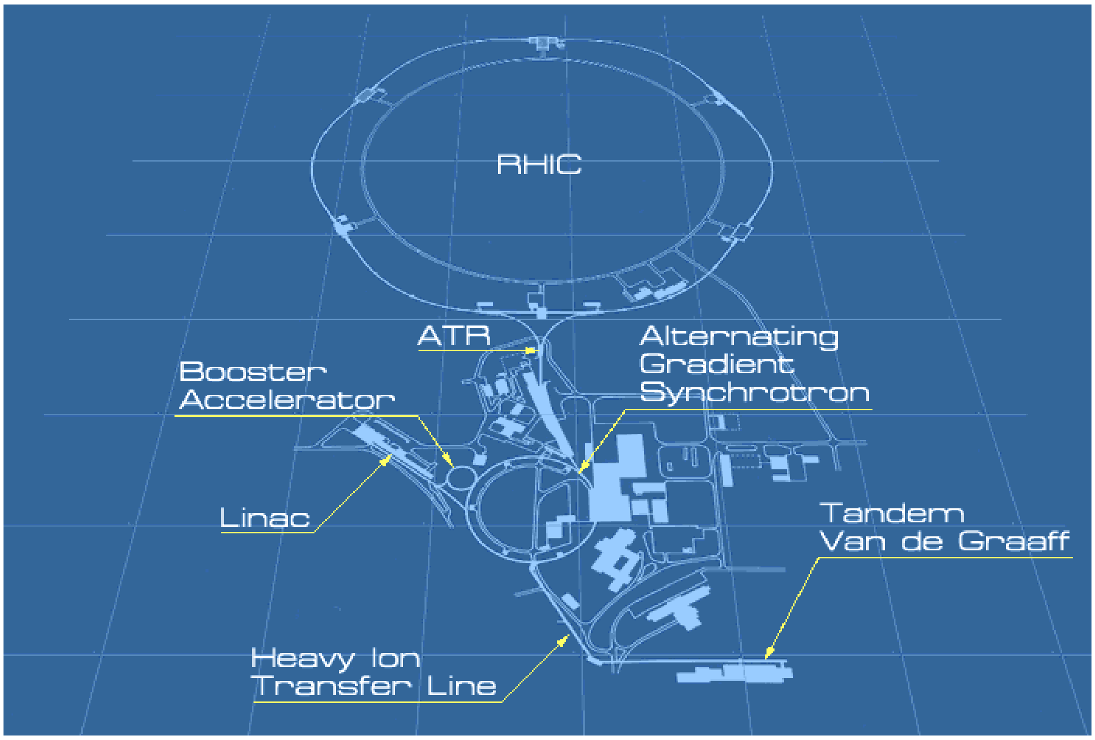

Figure 3.1: Descriptif du complexe RHIC.

3.1 Le RHIC

La ligne de faisceau du complexe du RHIC prend son origine au Tandem Van de Graaff (TVdG), qui a été développé pour le premier accélérateur du Laboratoire National de Brookhaven (BNL, Brookhaven National Laboratory) à la fin des années 1960. Ce complexe est constitué de deux accélérateurs électrostatiques qui accélèrent les ions d'or émis par un filament. Ces ions passent ensuite dans l'accélérateur AGS. Durant cette opération, les atomes d'or sont épluchés grâce à la présence de feuilles d'or installées sur la ligne de faisceau. De plus, l'AGS permet de focaliser le faisceau en utilisant des champs magnétiques alternatifs produits par 240 aimants installés tout autour de l'anneau. La focalisation permet de s'affranchir des ions qui n'ont pas été convenablement ionisés. A la sortie de l'AGS, les ions possèdent une énergie de l'ordre de 10 GeV et pénètrent dans le RHIC. Le RHIC est constitué de deux accélérateurs synchrotrons qui amènent les noyaux à leur énergie de collision au-delà de 100 GeV. Le passage des ions de l'AGS dans le RHIC est contrôlé par un aimant qui les envoie dans l'une des deux lignes du faisceau. Chaque orbite mesure 2.4 miles (3.6 km) de circonférence et possède 6 points d'interaction. L'expérience STAR est installée à 6 heures. Les autres expériences (BRAHMS, PHENIX et PHOBOS) sont situées respectivement à 2, 8 et 10 heures. A chaque point d'intersection, les deux lignes de faisceau convergent, permettant ainsi la collision. La luminosité disponible durant la prise de données Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV pour l'année 2001 est de 3.7 10^{26} cm^{-2} s^{-1}.

3.2 Le détecteur STAR

Le détecteur STAR (figure 3.2) est constitué de divers détecteurs de particules, de systèmes de déclenchement et d'un aimant solénoïde. La chambre à projection temporelle (TPC, Time Projection Chamber) est l'outil principal pour reconstruire les traces. Durant la prise de données 2001, une partie du calorimètre électromagnétique (EMC, Electromagnetic Calorimeter), les TPC avant (FTPC, Forward TPC), le détecteur de temps de vol (Tof, Time of Flight), le détectecur Cherenkov (RICH, Ring Imaging Cherenkov) et le trajectographe de vertex en silicium (SVT, Silicon Vertex Tracker) étaient aussi présents. La prise de données était contrôlée par le Cylindre Central du système de déclenchement (CTB, Central Trigger Barrel) et par les deux Calorimètres hadroniques à Zéro Degré (ZDC, Zero Degree Calorimeter).

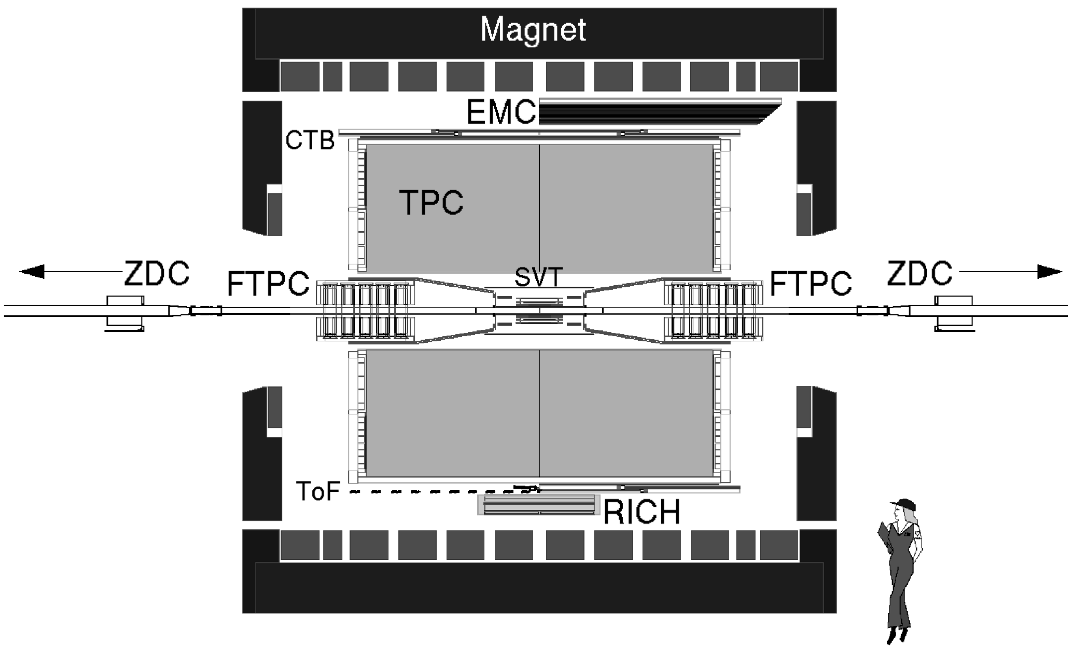

Figure 3.2: Schéma du détecteur STAR montrant sa configuration durant la prise de données 2001.

3.2.1 L'aimant

L'aimant solénoïde de STAR a été conçu pour produire un champ magnétique uniforme le long de la ligne de faisceau. Celui-ci est refroidi par un système de circulation d'eau et fonctionne à température ambiante. L'aimant peut fournir un champ allant jusqu'à 0.5 T, exigeant une puissance de 1 MW.

L'aimant courbe les trajectoires des particules chargées traversant le détecteur STAR, les traces deviennent alors hélicoïdales. Le modèle actuel de reconstruction des traces utilise un filtre de Kalman qui corrige les effets des diffusions multiples, ce qui permet de reconstruire l'impulsion et la charge des particules.

3.2.2 La Chambre à Projection Temporelle

Le principal détecteur de trajectographie de STAR est la Chambre à Projection Temporelle (TPC) de forme cylindrique, longue de 4.2 m, de rayon interne 0.5 m et de rayon externe 2.0 m. L'électronique de lecture est située aux extrémités du cylindre de la TPC. La TPC (figure 3.3) est divisée en deux volumes de 12 secteurs, chaque secteur étant divisé en deux sous-secteurs. Le volume de la TPC est aussi divisé en deux cages par une membrane centrale de haut voltage. Le gaz remplissant la TPC est composé d'un mélange de méthane (10%) et d'argon (90%). La membrane produit un champ électrique qui permet au gaz de se ioniser, de sorte que les électrons dérivent vers les bords de la chambre. La géométrie de la TPC permet d'effectuer une trajectographie pour une fenêtre en rapidité de $|\eta| < 1.5$, qui contient la plupart des particules produites lors de collisions centrales.

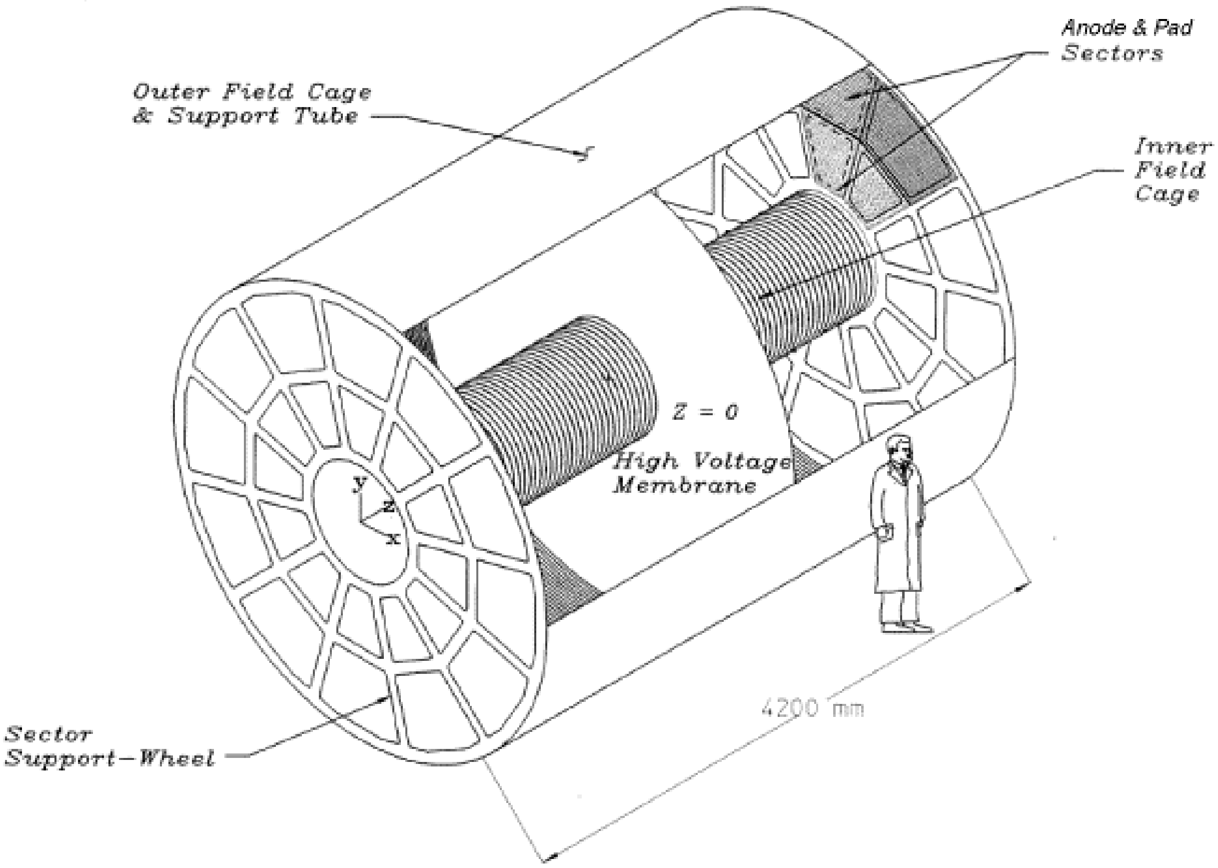

Figure 3.3: Schéma de la TPC de STAR. Deux cages sont séparées par une membrane centrale (Z=0).

Chacun des 12 secteurs de la TPC est divisé en deux sous-secteurs (figure 3.4), l'un interne et l'autre externe, caractérisés par des géométries différentes pour les lignes de pad (pad-rows) de lecture. Les secteurs ont été conçus pour améliorer la trajectographie. Le secteur intérieur, où la densité de traces et de points d'impact est la plus grande, est constitué des plus petits pads, 2.85×11.5 mm^2, disposés en rangées de 13 pour améliorer la résolution des impacts. Ceci améliore la trajectographie en diminuant, durant la reconstruction, la séparation arbitraire d'une trace en deux, effet gênant dans de multiples analyses et notamment celles liées à HBT. Pour le secteur extérieur, où la densité de traces est plus faible, l'attention a été portée sur une géométrie permettant une meilleure identification des particules. La taille des pads est plus grande, ce qui améliore la mesure de l'ionisation du gaz. Le secteur extérieur est constitué de 32 rangées de 6.2×19.5 mm^2 [Har92, Har93].

La chambre à gaz de la TPC est entourée par les cages de champ intérieure et exté-

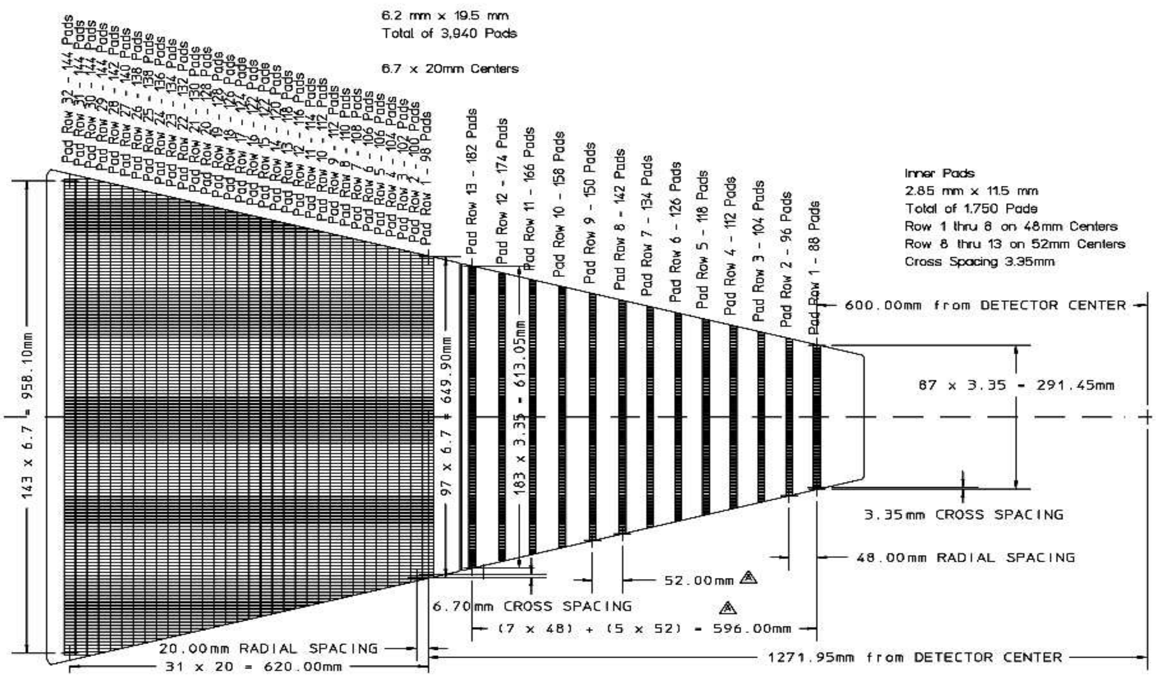

Figure 3.4: Un des 12 secteurs de la TPC de STAR, divisé en deux sous secteurs caractérisés par des géométries différentes pour les pad-rows de lecture.

rieure qui contrôlent les chutes de voltage et permettent de maintenir le champ électrique entre la membrane centrale et la chambre multi-fils proportionnelle (MWPC, Multiwire Propotional Chamber) englobant les grilles de fils des secteurs.

Lorsqu'une particule traverse la TPC, elle ionise le gaz, et les électrons dérivent vers les bords de la TPC par l'action du champ électrique. Le signal est alors amplifié en arrivant près de la chambre à multifils proportionnelle où il se produit des avalanches d'électrons. Le signal correspondant aux avalanches est amplifié, mis en forme et lu par l'électronique frontale à une fréquence de 100 MHz, et divisé en 512 intervalles en temps [Bet96]. Le gaz remplissant la TPC doit satisfaire des critères précis. Il doit être à pression atmosphérique et avoir une vitesse de dérive supérieure à 2.0 cm/μs en présence d'un champ électrique inférieur à 300 V/cm. Le mélange sélectionné est l'argon à 10% de méthane dont la vitesse de dérive à 130 V/cm est de 5.5 cm/μs. De plus, la diffusion transverse et longitudinale des électrons doit être faible pour une séparation des traces convenable. Les coefficients de diffusion transverse et longitudinale du mélange sont respectivement de 540 et 320 μm/$\sqrt{\text{cm}}$, ce qui correspond à une largeur de signal de 0.3 et de 0.8 cm [Har92].

3.2.3 Le système de déclenchement

Lorsque le taux de collisions devient supérieur à ce que peut enregistrer le détecteur STAR, celui-ci doit pouvoir prendre des décisions en se référant à un système de détecteurs rapides. De plus, suivant les types de collisions (par exemple centrales ou périphériques), on doit être capable de choisir de les enregistrer ou non sur disque, en fonction de la multiplicité des événements. Le contrôle de la multiplicité est assuré par deux détecteurs, le cylindre central du système de déclenchement (CTB, Center Trigger Barrel) et le calorimètre hadronique à zéro degré (ZDC, Zero Degree Calorimeter).

Cylindre Central du système de déclenchement (CTB)

Le CTB est constitué de 240 plaques de scintillateurs connectées à des photomultiplicateurs et formant un anneau autour de la TPC. Chaque plaque de scintillateur se trouve à 6 degrés d'angle azimutal et possède une acceptance propre en rapidité de 0.5. L'ensemble du CTB possède une acceptance totale de $|\eta| < 1$ [Ahm94]. Le CTB mesure la multiplicité de particules à mi-rapidité. Lorsque les particules traversent le CTB, elles excitent le milieu des scintillateurs qui émettent de la lumière, laquelle est ensuite redirigée vers les PMT. Le temps correspondant à ce processus est plus court que celui correspondant à la dérive du signal dans la TPC ajouté à celui lié à la lecture du signal par l'électronique. Le CTB permet ainsi de sélectionner les événements à une vitesse de 2.4 MHz. Le signal reçu par le CTB est corrélé à la multiplicité.

Le Calorimètre hadronique à Zéro Degré (ZDC)

Le ZDC est une paire de calorimètres situés à ± 20 m le long du tube du faisceau, au-delà de l'aimant de focalisation du faisceau, et qui possède un angle polaire de couverture de 2.5 mrad. La coïncidence des signaux issus du ZDC permet de discriminer les événements attendus des événements dûs à l'interaction du faisceau avec le gaz, qui produisent un signal uniquement dans l'un des bras du ZDC. Comme le CTB, le ZDC permet de mesurer la multiplicité, à la différence que seuls les fragments neutres spectateurs de la collision sont détectés. La production de fragments issus de collisions est corrélée avec la centralité d'un événement périphérique, et anti-corrélée pour des événements centraux. Lors des prises de données, le CTB et le ZDC sont utilisés pour étudier les événements de biais minimum, périphériques et centraux. En choisissant des domaines en multiplicité, laquelle est mesurée par le CTB et/ou par le ZDC, il est possible de sélectionner les événements selon leur centralité (figure 3.5).

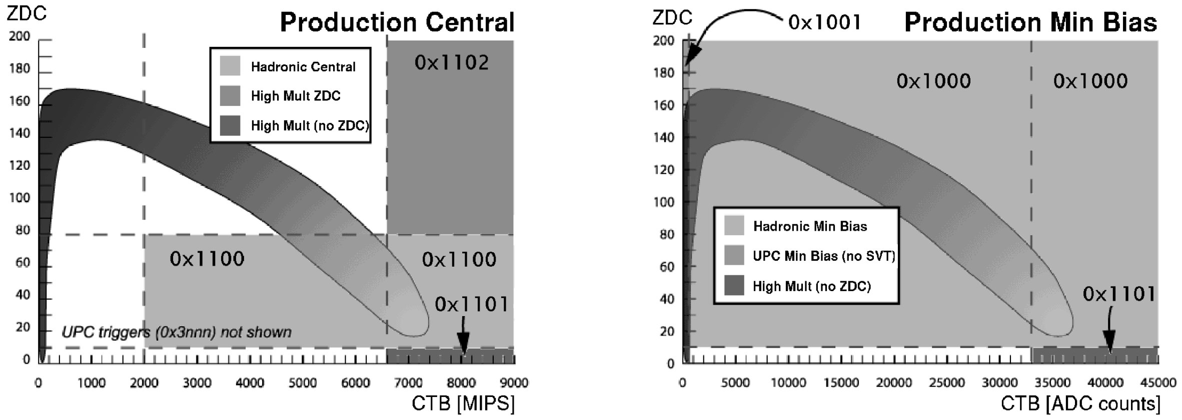

Figure 3.5: Schéma des différents modes de déclenchement du détecteur STAR, pour les événements centraux (à gauche), et pour les événements de biais minimum (à droite)[Cen01].

3.2.4 Les autres détecteurs

Le détecteur Cherenkov (RICH)

Le RICH (Ring Imaging CHerenkov) est un prototype du détecteur destiné à être utilisé par le détecteur ALICE (CERN) [Kun98]. Le RICH permet une meilleure identification des particules d'impulsion transverse allant jusqu'à 3.0 GeV/c pour les pions et les kaons, et jusqu'à 5.0 GeV/c pour les protons. Lorsque les particules passent dans ce détecteur à une vitesse supérieure à celle de la lumière dans ce milieu, elles émettent un rayonnement. Lorsque les particules traversent le plan défini par le RICH, les photons émis se trouvent dans une zone géométrique déterminée, entre autre, par la vitesse de la particule. En couplant ce signal avec les informations sur l'impulsion des particules obtenues avec la TPC, il est possible d'identifier le type de la particule par sa masse.

Le détecteur de vertex en silicium (SVT)

Le SVT (Silicon Vertex Tracker) est un détecteur de vertex situé près de la ligne de faisceau. Il est composé de 216 détecteurs en silicium ordonnés en 3 cylindres concentriques de rayon respectif 6.6, 10.6 et 14.5 cm [Pen99]. Les différentes couches sont constituées par un ensemble d'échelles (respectivement 8, 12 et 16 échelles), elles-mêmes composées de modules de détection (respectivement 8, 6 et 7 modules par échelle). De par sa position près de l'axe du faisceau, le SVT couvre un domaine en pseudo-rapidité de $|\eta| < 1$ et la totalité du domaine azimutal.

Le SVT, couplé avec la TPC, permet une meilleure reconstruction des particules de faible impulsion transverse. En particulier, grâce à sa position dans STAR, il améliore la reconstruction des particules secondaires et par conséquent, celle des particules neutres se désintégrant en deux particules chargées. De plus, sa présence augmente la résolution sur la position du vertex primaire.

Le détecteur à micropistes en silicium (SSD)

Le SSD (Silicon Strip Detector) est un détecteur à micropistes qui complète les 3 couches du SVT. Il est constitué de 20 échelles en fibre de carbone, chacune étant composée de 16 modules de détection. Le SSD se situe à 230 mm de l'axe du faisceau, et couvre un domaine en pseudo-rapidité de $|\eta| < 1.4$ et la totalité du domaine azimutal. L'étude de simulations après l'ajout d'un quatrième point lors de la reconstruction des traces, a montré une amélioration considérable de l'identification des particules de faible impulsion transverse qui ne peuvent pas atteindre la TPC. Le pouvoir d'identification des vertex secondaires des particules étranges s'améliore d'un facteur 2 par la présence du SSD par rapport à la référence TPC+SVT [Pin00].

Le détecteur de temps de vol (ToF)

Le ToF (Time-of-flight) couvrira un domaine en pseudo-rapidité de $|\eta| < 1$. Le ToF améliorera de 95% l'efficacité d'identification des particules dans un domaine en impulsion transverse de $2 < p_T < 3$ GeV/c, en fonction du type de particule. Ainsi, les protons pourront être identifiés au-delà de 2 GeV/c.

Les TPC avant (FTPC)

Les deux cylindres FTPC (Forward Time Projection Chamber) forment deux détecteurs de traces de 35 cm de rayon, couvrant un domaine en pseudo-rapidité de $2.5 <\eta< 4.0$ et la totalité du domaine azimutal. La TPC couvre un domaine en pseudo-rapidité où $dN/d\mathbf{y}$, correspondant à la production de particules par unité de rapidité, est supposé être constant en fonction de la rapidité ($\mathbf{y}$). La FTPC se trouve dans la région où l'on attend une variation importante de $dN/d\mathbf{y}$ en fonction de $\mathbf{y}$. De plus, la différence des distributions de $dN/d\mathbf{y}$ pour les baryons et les anti-baryons en fonction de la rapidité est sensible à la différence du nombre de quarks et d'anti-quarks, il sera ainsi possible de déterminer le potentiel chimique μ_B.

Le calorimètre électromagnétique (EMC)

L'EMC (Electro Magnetic Calorimeter) est un calorimètre électromagnétique composé de deux parties. La première partie est l'EMC proprement dit, qui couvre le même domaine en rapidité que la TPC, la seconde, l'EEMC (Endcap EMC) qui couvre un domaine en pseudo-rapidité de $1.0 < \eta < 2.0$. L'EMC est susceptible de discriminer les photons des π^0 d'une part et, d'autre part, à haute impulsion transverse, les électrons des hadrons.

3.3 Identification des particules

La quantité de charges ionisées produites dans la TPC est proportionnelle à la quantité d'énergie déposée. L'énergie déposée dans un gaz par une particule dépend de sa vitesse et est décrite par la formule de Bethe-Bloch [Hag02]. A partir de cette formule, on peut

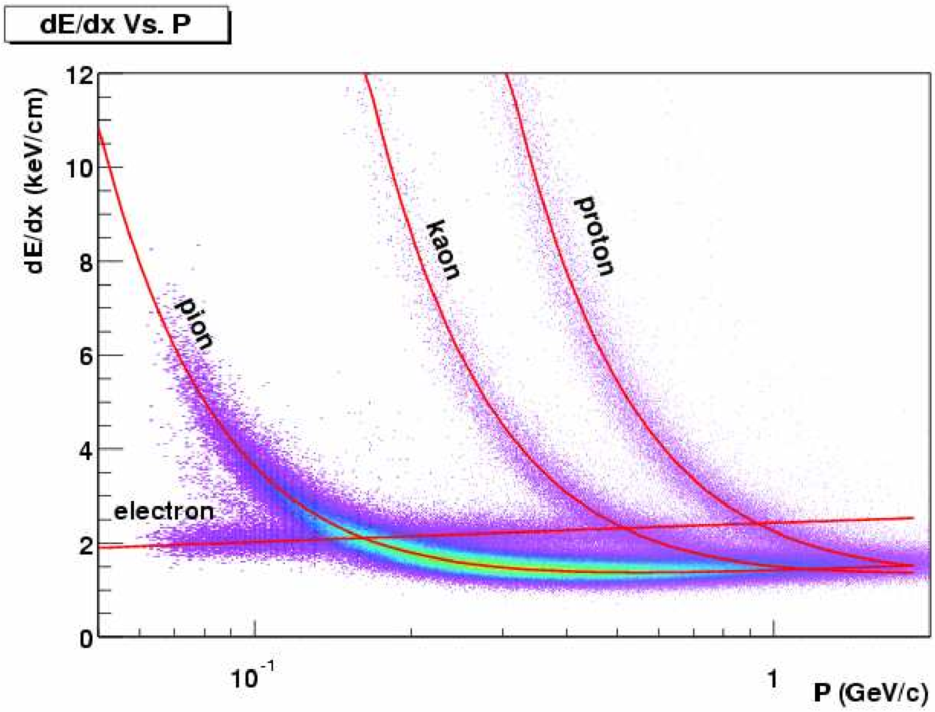

Figure 3.6: Dépôts d'énergie par unité de longueur traversée dans la TPC (dE/dx en keV/cm) en fonction de l'impulsion (GeV/c). La position des bandes dépend du type de particules. On distingue les bandes des protons, kaons, pions et électrons.

estimer la quantité d'énergie déposée par les particules lors de la traversée des différents matériaux. Pour chaque trace, la moyenne de l'énergie déposée est effectuée le long de sa trajectoire et tronquée à 30%. L'énergie déposée suit une distribution de Landau avec une valeur de dE/dx finie. En tronquant la moyenne, la distribution en énergie devient plus gaussienne et la moyenne plus proche du pic. La valeur du dE/dx dépend de la vitesse, ainsi l'histogramme dE/dx en fonction de l'impulsion permet de sélectionner les différentes espèces de particules (figure 3.6). Pour chaque valeur de l'énergie déposée (dE/dx), on détermine l'écart par rapport à la paramètrisation de Bethe-Bloch puis, en tenant compte de la résolution effective des traces on détermine la valeur de la variable σ. Par construction, cette variable représente la résolution en énergie.

3.4 Reconstruction des événements

La chaîne de reconstruction des événements permet de récolter les informations numériques des détecteurs et les convertir en traces reconstruites grâce auxquelles il est possible d'extraire les propriétés des particules émises lors de la collision. La reconstruction d'un événement se déroule en trois principales étapes : trouver les points d'impact d'une trace, trouver la trace à partir d'un groupement de points d'impact, trouver le vertex primaire de l'événement à partir d'un ensemble de traces.

Localisation des points d'impact

Ce processus, lors de la reconstruction d'un événement, est divisé en deux modules, le TCL et le TPH, qui effectuent deux opérations distinctes sur les données brutes de la TPC et créent deux listes de positions d'impact. Le TCL constitue des "clusters" à partir des tables de données écrites par le système d'acquisition de données (DAQ). Un cluster est un regroupement de plusieurs pixels ayant reçu un signal provenant d'une même particule. Ces clusters sont alors traités par le TPH qui reconstruit les points d'impact, en convertissant l'information des pad-rows en coordonnées (x,y,z). L'algorithme de localisation des points d'impact (hits) est décrit en détail dans [Lis96].

Le TCL construit les clusters à partir de la DAQ de STAR. La première étape pour la formation de ces clusters est la création d'une liste de segments à partir des données. Les segments sont des listes de valeurs ADC au-dessus du seuil de lecture, classées par intervalles de temps et correspondant à un pad de la TPC. La valeur ADC d'un intervalle de temps sur un pad correspond à un pixel. Chaque événement de STAR contient environ 70 millions de pixels dont 10% sont utilisés lors d'un événement Au+Au. Un algorithme de recherche est alors utilisé pour regrouper les séquences en clusters. Cet algorithme commence sur les pads les plus externes, où la densité d'impact est plus faible, et recherche les segments qui ne font partie d'aucun cluster à partir du premier segment vide trouvé. L'algorithme se termine lorsque tous les clusters ont été trouvés.

Le module TPH examine les clusters et les déconvolue en position de point d'impact. La densité de traces dans le secteur intérieur de la TPC est si grande que beaucoup de clusters venant du TCL sont constitués de points d'impact multiples. Le TPH recherche alors les valeurs maximales en ADC dans chaque cluster, par intervalle de temps et par pad. Or il n'est pas toujours possible, dans cet échantillon de valeurs ADC, de trouver plusieurs valeurs maximales, du fait de la dimension finie de l'échantillon. Dans ce cas plusieurs points d'impact sont assimilés à un unique point. Dans le plan (x,y) la résolution de deux points d'impact est de 1.5 cm. La coordonnée x est déterminée par l'algorithme de recherche d'un maximum dans le cluster. La coordonnée y radiale est fixée par le centre de la ligne de pad (pad-row). La coordonnée z est déduite de l'intervalle en temps et de la vitesse de dérive (figure 3.3).

Reconstruction des traces

Le module de reconstruction des traces (TPT) ajuste les hélices à la sortie du module de reconstruction des points d'impact. Une trace est reconstruite en quatre étapes : construction de la racine, formation du segment, ajustement du segment, et ajustement de l'hélice.

La recherche de 3 points d'impact est effectuée à partir des bords externes de la TPC, ils forment la racine de la trace. Puis la recherche de points supplémentaires dans le plan (x,y) et (s,z) est effectuée [Mit94]. Ici, s est l'abscisse curviligne. Cette procédure produit des traces circulaires dans le plan transverse ou des droites dans le plan (s,z). Lorsque tous les segments ont été formés, TPT tente de raccorder les traces disjointes en comparant les paramètres des hélices (centre et rayon). Puis on applique un filtre de Kalman pour ajuster les paramètres physiques à chaque trace (impulsion transverse et charge). Ce filtre utilise un modèle d'hélice qui prend en compte l'énergie déposée par la particule lors de son passage dans la TPC. La charge de la particule est déterminée par la direction de la courbure de la trace dans le champ magnétique.

Reconstruction du vertex primaire

La position du vertex primaire est estimée en projetant de façon itérative toutes les classes de traces [Mar92]. La géométrie du détecteur permet une projection suivant l'axe de faisceau et suivant la direction transverse. Lors d'une première étape, toutes les traces sont projetées sur le plan transverse car la position du vertex primaire est supposée varier beaucoup plus dans la direction longitudinale que dans les directions transverses.

Puis les traces correspondant aux produits de décroissance ou dont l'impulsion est trop faible sont exclues car elles se trouvent trop loin du vertex primaire. Le calcul de la position du vertex primaire est alors effectué de nouveau. Par itération, la position du vertex est alors déterminée à 200 μm près dans chaque direction.

Reconstruction des V0

On appelle V0 une particule neutre qui se désintègre préférentiellement par interaction faible en deux particules chargées de signes contraires appelées particules filles. Le tableau 3.1 récapitule les principales caractéristiques des V0, notamment le type de particules filles et la longueur de décroissance.

Le terme V0 a pour origine la topologie de la décroissance de ce type de particule, observée pour la premiere fois dans des chambres à bulles.

Ayant une durée de vie moyenne courte, la plupart des V0 décroissent avant d'atteindre le volume de la TPC, placée à 50 cm de la ligne de faisceau. Les V0 ne laissent aucune trace dans la TPC car ils sont neutres. Seules les particules filles peuvent être reconstruites. Pour se faire, les traces globales sont utilisées. La figure 3.7 explicite les variables liées aux V0, utiles pour leur reconstruction. Lors de la reconstruction des V0, toutes les traces ne

Particule	Quarks	Masse (GeV)	Rapport d'embranchement	$c\tau$ (cm)
Λ	uds	1.116	$\Lambda \to \pi^- + p :\sim 63.6\%$	7.89
$\overline{\Lambda}$	$\overline{\mathrm{u}}\overline{\mathrm{d}}\overline{\mathrm{s}}$	1.116	$\overline{\Lambda} \to \pi^+ + \overline{p} :\sim 63.6\%$	7.89
K_S^0	$\frac{1}{\sqrt{2}}\lvert \mathrm{d}\overline{\mathrm{s}} + \overline{\mathrm{d}}\mathrm{s} \rvert$	0.498	$K_S^0 \to \pi^- + \pi^+ :\sim 68.6\%$	2.68

Tableau 3.1: Propriétés des particules de type V0.

pointant pas vers le vertex primaire sont prises en compte. Toutes les traces secondaires positives sont associées avec des traces secondaires négatives du même événement, puis extrapolées vers le vertex primaire. Pour s'assurer que la trace positive et la trace négative proviennent du même point, des coupures sur la distance de plus courte approche (DCA) sont effectuées (tableau 3.2). A partir des candidats passant les coupures en DCA, il est possible de déterminer l'impulsion du parent (V0) par addition des impulsions des particules filles.

Malgré tout, il y a des milliers de particules qui ne pointent pas vers le vertex primaire à cause de la résolution finie de l'impulsion. De plus, les traces issues du vertex primaire peuvent croiser d'autres traces primaires et créer ainsi un faux vertex secondaire. Ces faux vertex constituent le bruit. Les coupures suivantes permettent de réduire encore le bruit, mais devront être affinées pour l'étude des corrélations (tableau 3.2) :

1. Le nombre d'impacts (hits) minimum dans la TPC étant de 5, sélectionner les traces comportant plus de 10 impacts permet de minimiser le phénomène de dédoublement

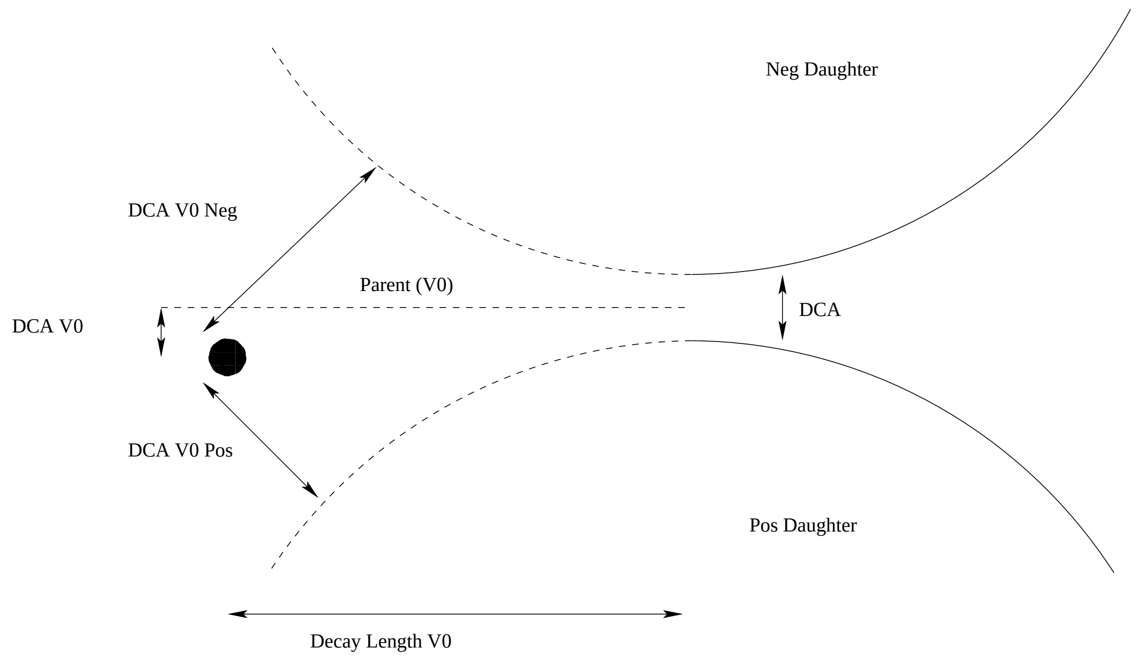

Figure 3.7: Représentation schématique de la décroissance d'un V0.

	Coupure	Valeur
1	Nb. Hits Pos. et Nb. Hits Neg.	> 10
2	DCA V0 Daughters To Prim. Vtx	> 0.7 cm
3	DCA V0 To Prim. Vtx	< 0.8 cm
4	DCA V0 Daughters	< 0.8 cm
5	V0 Decay Length	> 2.0 cm

Tableau 3.2: Coupures effectuées lors de la reconstruction des V0.

d'une même trace. En effet, lors de la reconstruction, une même trace peut être considérée comme deux traces distinctes par la chaine de reconstruction.

2. Comme les traces filles ne sont pas censées provenir du vertex primaire, les coupures sur ces DCA permettent de supprimer du bruit par rapport au signal.
3. La coupure sur le DCA du V0 au vertex primaire permet de s'assurer que le V0 provient du vertex primaire.
4. La coupure sur le DCA des filles du V0 permet de s'assurer que les particules filles proviennent du même point.
5. La plupart des traces vient du vertex primaire et contribue d'une manière importante au bruit car c'est près du vertex primaire que les traces se croisent. C'est pour réduire ce bruit que la coupure sur la longueur de décroissance à 2 cm est appliquée. La distribution de la longueur de décroissance des V0 étant exponentielle à partir de 0 cm, peu de V0 sont exclus de la sélection, alors que le bruit est nettement diminué.

Reconstruction des cascades

Après les V0, les cascades sont reconstruits. Le cascade est un baryon multi-étrange qui se désintègre par interaction faible en un V0 et en une autre particule. Il tient son nom de sa topologie de décroissance. Les informations sur les V0 sont alors utilisées pour reconstruire les cascades qui peuvent être des Ξ^-, $\overline{\Xi}^+$, Ω^- ou des $\overline{\Omega}^+$ et se désintègrent en donnant une particule neutre (Λ ou $\overline{\Lambda}$) ainsi qu'une particule chargée (K^+, K^-, π^+ ou π^-).

Chapitre 4

L'interférométrie de particules

4.1 Introduction

Robert Hanbury Brown et Richard Q. Twiss (HBT) [Han56] ont pour la première fois utilisé le principe de l'interférométrie pour déterminer le rayon angulaire de l'étoile Sirius. Les effets quantiques ont été mis en évidence par G. & S. Goldhaber, W. Lee et A. Pais (GGLP) [Gol60] lors de l'étude du mécanisme d'annihilation proton anti-proton. Plus tard, G. I. Kopylov and M. I. Podgoretsky [Kop74], en montrant l'orthogonalité des effets GGLP et HBT, ont établi les bases de l'interférométrie de particules. En particulier, ils ont suggéré l'étude des effets des interférences par la construction de la fonction de corrélation. Ils ont inventé la technique du mixage d'événements. Leur but était de créer un échantillon non corrélé de référence permettant de clarifier le rôle des caractéristiques spatio-temporelle lors de la production de particules dans différentes situations physiques. Cette technique appliquée aux collisions d'ions lourds permet d'accéder aux dimensions spatio-temporelles de la source émettrice de particules. L'une des voies de recherche de la collaboration STAR est l'étude des collisions par cet outil qu'est l'interférométrie de particules.

Lorsque les particules sont émises après une collision, tout au long de leur existence, elles gardent en "mémoire" le souvenir des interactions qui ont eu lieu avec leurs plus proches voisins après l'hadronisation. On dit qu'elles sont corrélées. Ces corrélations peuvent être liées à la statistique de Fermi-Dirac ou de Bose-Einstein, dues à l'interaction Coulombienne ou à l'interaction forte.

La corrélation statistique apparaît lors de l'étude de paires de particules identiques. C'est un phénomène purement quantique et l'on peut distinguer le cas des fermions (particules de spin demi-entier) du cas des bosons (particules de spin entier). Les corrélations dues à l'interaction Coulombienne interviennent si les particules considérées sont chargées. On peut distinguer le cas d'une interaction attractive, pour des particules de signe contraire, du cas d'une interaction répulsive, pour des particules de même signe.

Il est non seulement possible d'extraire l'extension spatio-temporelle de la source de particules, mais aussi, dans le cas de particules non-identiques, de déterminer leur séquence d'émission.

4.2 Définition de la fonction de corrélation

Dans ce paragraphe, on montre que la fonction de corrélation est un outil puissant pour déterminer l'extension spatio-temporelle de la source émettrice de particules. Kopylov et Potgoretskii [Kop74] ont défini la fonction de corrélation de deux particules d'impulsion $\vec{p_1}$ et $\vec{p_2}$ par l'équation :

$$C(\vec{p_1}, \vec{p_2}) = \frac{d\sigma}{d\sigma_0}(\vec{p_1}, \vec{p_2}) \tag{4.1}$$

où $d\sigma$ est la section efficace de production de deux particules en tenant compte des interactions dans l'état final et des effets de la statistique quantique et $d\sigma_0$ la section efficace de production de deux particules ne tenant pas compte des interactions dans l'état final ni des effets de la statistique quantique. Notons que les corrélations dynamiques sont incluses dans le terme $d\sigma_0$. Si les particules sont émises de manière indépendante, on peut écrire la fonction de corrélation comme le rapport des sections efficaces de production des deux particules sur le produit des sections efficaces à un corps :

$$C(\vec{p_1}, \vec{p_2}) = \frac{d^6\sigma}{d^3\ \vec{p_1}\ .\ \vec{p_2}} / \frac{d^3\sigma}{d^3\ \vec{p_1}} . \frac{d^3\sigma}{d^3\ \vec{p_2}} = \frac{P(\vec{p_1}, \vec{p_2})}{P(\vec{p_1}).P(\vec{p_2})} \tag{4.2}$$

Le membre de droite de l'égalité (4.2) est obtenu en introduisant la probabilité d'observer les deux particules en coïncidence ($P(\vec{p_1}, \vec{p_2})$) et les probabilités d'observer l'une des particules indépendamment de l'autre ($P(\vec{p_1}), P(\vec{p_2})$).

La méthode à suivre pour extraire la fonction de corrélation consiste donc à compter le nombre de paires de particules en fonction de leur impulsion relative. Dans un premier temps, on détermine cette distribution pour des paires issues d'un même événement, auquel cas les particules sont corrélées. Dans un deuxième temps, on détermine cette distribution pour des paires issues d'événements différents : dans ce cas les particules ne sont pas corrélées. Puis on fait le rapport de ces distributions pour obtenir la fonction de corrélation proprement dite. La fonction est enfin normalisée dans le domaine où l'on n'attend pas de corrélation.

4.3 Cas de deux particules identiques sans interaction

G. GoldHaber, S. GoldHaber, W. Lee et A. Pais [Gol60] ont étudié les distributions angulaires des pions émis lors de collisions proton anti-proton. Ils ont observé qu'une surproduction de pions à faible angle relatif était interprétable en prenant en compte les effets de la statistique de Bose-Einstein.

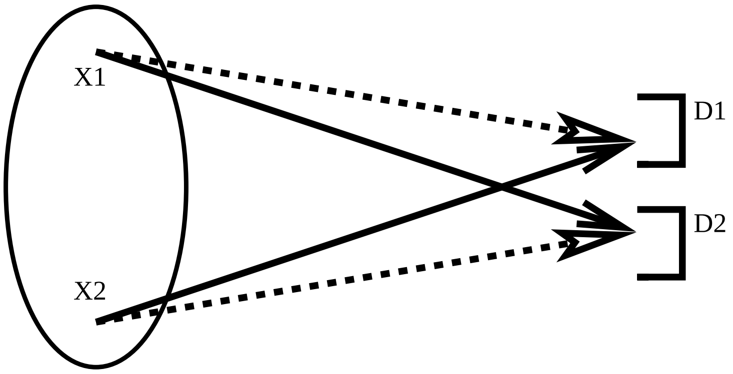

Figure 4.1: Schéma des scénarios possibles de détection de deux particules identiques émises en X1 et X2 et détectées en D1 et D2. La source émettrice de particules est représentée à gauche, les détecteurs à droite (D1,D2). L'incertitude sur ce que mesurent les détecteurs D1 et D2 est à l'origine des corrélations liées à l'effet de la statistique quantique.

Considérons tout d'abord le cas de deux particules identiques émises (figure 4.1) en $X_1 = \{t_1, \vec{x_1}\}$ et $X_2 = \{t_2, \vec{x_2}\}$, de quadri-vecteur énergie-impulsion $P_1 = \{E_1, \vec{p_1}\}$ et $P_2 = \{E_2, \vec{p_2}\}$, de quadri-vecteur position $X_a = \{t_a, \vec{x_a}\}$ et $X_b = \{t_b, \vec{x_b}\}$. Posons S le spin de la paire, $X = X_1 - X_2$, $P = P_1 + P_2$ et $Q = P_1 - P_2$ le quadri-vecteur position d'émission relative, la somme des quadri-vecteurs énergie-impulsion et le quadri-vecteur relatif énergie-impulsion. Supposons que ces particules n'interagissent pas, la fonction d'onde de chaque particule est alors une onde plane. Les particules étant indiscernables, la fonction d'onde du système doit être symétrisée (dans le cas de bosons identiques) ou anti-symétrisée (dans le cas de fermions identiques). On détermine alors la fonction d'onde de la paire :

$$\Psi^S_{P_1P_2} = \frac{1}{\sqrt{2}}(e^{iP_1(X_a-X_1)}e^{iP_2(X_b-X_2)}) + (-1)^S e^{iP_1(X_a-X_2)}e^{iP_2(X_b-X_1)}) \tag{4.3}$$

La probabilité que le système soit dans l'état P_1, P_2, X_1, X_2 est alors :

$$|\Psi^S_{P_1P_2}|^2 = 1 + (-1)^S cos(QX) \tag{4.4}$$

Soit $W_S(P_1, P_2, X_1, X_2)$ la densité de probabilité normalisée de la source. On définit ρ_S la densité de probabilité de spin par :

$$\rho_S = \int d^4X_1 d^4X_2 W_S(P_1, P_2, X_1, X_2) \tag{4.5}$$

avec

$$\sum_S \rho_S = 1 \tag{4.6}$$

La fonction de corrélation s'exprime [Led82] :

$$C(Q) \quad = \textstyle\sum_S \int d^4X_1 d^4X_2 W_S(P_1, P_2, X_1, X_2)\ |\Psi^S_{P_1P_2}|^2 \tag{4.7}$$

$$C(Q) \quad = \textstyle\sum_S \rho_S < |\Psi^S_{P_1P_2}|^2 >_S \tag{4.8}$$

Pour f, une fonction quelconque, on définit $< f >_S$ par :

$$< f >_S = \frac{\int d^4X_1 d^4X_2 W_S f}{\int d^4X_1 d^4X_2 W_S} \tag{4.9}$$

Supposons que les probabilités d'émission des particules 1 ($P(P_1)$) et 2 ($P(P_2)$) sont indépendantes. De plus, considérons les probabilités d'émission en position et en impulsion indépendantes, on obtient alors :

$$W_S(P_1, P_2, X_1, X_2) = \rho_S\ \rho(X_1)\ P(P_1)\ \rho(X_2)\ P(P_2) \tag{4.10}$$

où $\rho(X_1)$ (respectivement $\rho(X_2)$) est la densité de probabilité d'émission en X_1 (respectivement en X_2).

On a alors :

$$C(Q) = 1 + \sigma|\tilde{\rho}(Q)|^2 \tag{4.11}$$

où $\sigma = \sum_S (-1)^S \rho_S$ et $\tilde{\rho}(Q)$ est la transformée de Fourier de la densité de la source exprimée en fonction de Q.

Si l'on considère une source de particules gaussienne :

$$\rho(X_1) = \frac{1}{\pi^2 r_0^3 \tau_0} e^{-\frac{r_1^2}{2r_0^2} - \frac{t_1^2}{2\tau_0^2}} \tag{4.12}$$

alors

$$\tilde{\rho}(Q) = e^{\frac{-q^2 r_0^2 - q_0^2 \tau_0^2}{2}} \tag{4.13}$$

La fonction de corrélation devient alors :

$$C(Q) = 1 + \sigma e^{-q^2 r_0^2 - q_0^2 \tau_0^2} \tag{4.14}$$

Les paramètres r_0 et τ_0 sont identifiés au rayon et au temps de vie de la source de particules. Pour les photons, les pions et les kaons, i.e. les bosons de spin nul et de moment orbital nul $\sigma = 1$.

$$C(Q) = 1 + e^{-q^2 r_0^2 - q_0^2 \tau_0^2} \tag{4.15}$$

Dans ce cas, on constate que l'effet de la statistique quantique tend à augmenter le nombre de paires à faible impulsion relative (figure 4.2 à gauche). Pour les protons, lambdas et les neutrons $\sigma = 1/4 - 3/4 = -1/2$.

$$C(Q) = 1 - \frac{1}{2}\, e^{-q^2 r_0^2 - q_0^2 \tau_0^2} \tag{4.16}$$

On constate que l'effet de la statistique quantique tend à diminuer la production de fermions à faible impulsion relative (figure 4.2 à droite).

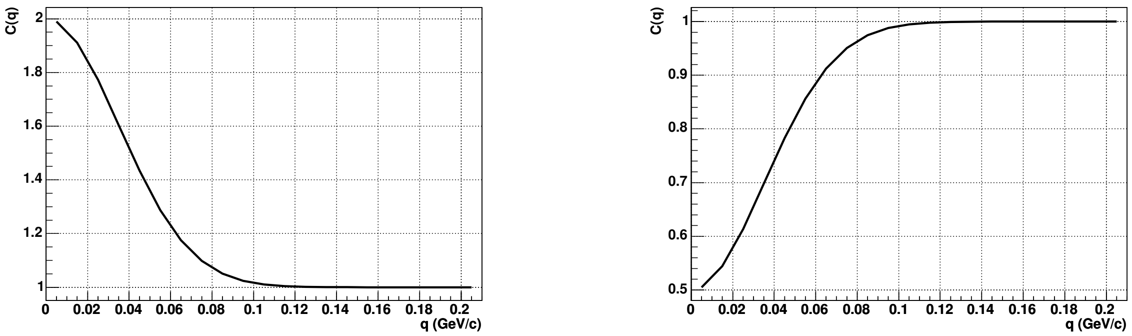

Figure 4.2: Fonctions de corrélation calculées à partir d'une source gaussienne de rayon 4 fm ($r_0 = 4$ fm, $\tau_0 = 0$). A gauche, cas des bosons de spin nul (équation (4.15)), à droite cas des fermions de spin 1/2 (équation (4.16)).

C'est par cette augmentation (ou diminution) du nombre de paires de particules à faible impulsion relative que nous allons pouvoir extraire les caractéristiques spatio-temporelles de la source (r_0, τ_0).

Nous allons montrer comment il est possible de séparer les composantes espace-temps de la source.

Exprimons la fonction de corrélation en fonction de la variable $\vec{k^*}$, impulsion de l'une des particules dans le référentiel de la paire. On décompose $\vec{k^*}=\vec{k_T^*} + \vec{k_L^*}$ où $\vec{k_L^*}$ est la composante de $\vec{k^*}$ suivant la direction de la vitesse de la paire $\vec{v}$, et $\vec{k_T^*}$ est la composante de $\vec{k^*}$ transverse à la direction de $\vec{v}$. En effectuant une transformation de Lorentz du référentiel du laboratoire vers le référentiel de la paire, on obtient $\vec{k_T^*}=\vec{q_T^*}\ /2$, $\vec{k_L^*}=\vec{q_L^*}\ /2\gamma = q_0/2v\gamma$. La fonction de corrélation devient alors :

$$C(Q) = 1 + \sigma e^{-4\rho^2 k_L^{*2} - 4 r_0^2 k_T^{*2}} \tag{4.17}$$

avec $\rho^2 = \gamma^2(r_0^2 + v^2\tau_0^2)$.

En principe, par la sélection des paires de particules ayant $k_L^* = 0$, la fonction de corrélation n'est sensible qu'à l'extension spatiale de la source (r_0). De la même façon, si la sélection s'effectue de telle sorte que $k_T^* = 0$, la fonction de corrélation sera sensible à la grandeur ρ. Si de plus $v\tau_0 \gg r_0$, la taille de source sera sensible à l'extension temporelle.

Il est possible de prendre en compte le cas de particules identiques en interaction forte et Coulombienne. Dans la suite, le formalisme est développé pour des paires de particules non-identiques mais peut être extrapolé aux cas de particules identiques par symétrisation ou anti-symétrisation de la fonction d'onde de la paire.

4.4 Effet de l'interaction nucléaire : le modèle analytique de Lednický & Lyuboshitz

Pour des particules non-identiques en interaction forte, on montre [Led90, Led01] qu'on remplace dans l'expression (4.8) les ondes planes par les fonctions d'onde non symétrisées appelées amplitudes de Bethe-Salpeter, solutions du problème de diffusion entre deux particules. En séparant le terme lié au mouvement du centre de masse on peut écrire :

$$\Psi_{P_1P_2}^{S(+)}(X_1, X_2) = e^{iPx}\psi_{\tilde{q}}^{S(+)}(X) \tag{4.18}$$

où $x = [(p_1P)X_1 + (p_2P)X_2]/P^2$ est la position du centre de masse de la paire, $\tilde{q} = Q - P(QP)/P^2$ et $\psi_{\tilde{q}}^{S(+)}(X)$ représente l'amplitude réduite. En l'absence de potentiel, $\Psi_{P_1P_2}^{S(+)}(X_1, X_2) = e^{-iP_1X_1 - iP_2X_2}$ et $\psi_{\tilde{q}}^{S(+)}(X) = e^{i\tilde{q}X}$. Si t^* et r^* représentent respectivement l'intervalle de temps séparant l'émission des deux particules et la distance relative de leurs points d'émission, considérés dans le référentiel de leur centre de masse : $X = \{t^*, \overrightarrow{r}^*\}$, l'approximation des temps égaux ($t^* = 0$) est valide si l'inégalité $|t^*| \ll \mu r^{*2}$ est vérifiée (μ est ici la masse réduite de la paire). On peut, dans le cadre de cette approximation, exprimer la fonction d'onde de la paire en fonction de $\overrightarrow{k}^*$, impulsion de l'une des particules dans le référentiel de la paire par :

$$\psi_{\tilde{q}}^{S(+)}(X) = \psi_{-\overrightarrow{k}^*}^{S(+)}(\vec{r^*}) \tag{4.19}$$

où le signe moins correspond à l'inversement de l'écoulement du temps pour rendre compte du processus d'émission. La fonction de corrélation pour des particules non identiques devient alors :

$$C(Q) = \sum_S \rho_S < |\Psi_{P_1P_2}^{S(+)}|^2 >_S \tag{4.20}$$

$$C(\overrightarrow{k^*}) = \sum_S \rho_S < |\psi_{-\overrightarrow{k}^*}^{S(+)}(\vec{r^*})|^2 >_S \tag{4.21}$$

En se limitant au domaine de faibles impulsions relatives, l'interaction des deux particules est dominée par la contribution de l'onde s de la fonction $\psi^{S(+)}_{-\vec{k}^*}(\vec{r^*})$. On se place dans le cadre de l'approximation de la portée effective de l'interaction (effective-range approximation, équation (4.22)) de Landau-Smorodínsky :

$$f^s(k^*) = (\frac{1}{f_0^s} + \frac{1}{2}d_0^s k^{*2} - ik^*)^{-1} \tag{4.22}$$

où f_0^s est la longueur d'interaction et d_0^s le rayon effectif.

Hors de la portée du potentiel de l'interaction forte, en l'absence d'interaction Coulombienne et en supposant l'interaction forte dominée par l'onde s à faible k^*[Led90] on peut écrire :

$$\psi^{S(+)}_{-\vec{k}^*}(\vec{r^*}) \quad = \quad e^{-i\vec{k^*}.\vec{r^*}} + \frac{f^s(k^*)}{r^*}e^{ik^*.r^*} \tag{4.23}$$

où f^s est l'amplitude d'interaction de l'onde s.

Si l'on suppose que la source de particules est une distribution gaussienne dans le référentiel du centre de masse de la forme :

$$W(\overrightarrow{r^*}) \sim e^{-\vec{r^*}^2/4r_0^2} \tag{4.24}$$

alors les rayons dans la paramétrisation de Bertsch-Pratt dans un référentiel donné se déduisent par :

$$r_0 = R_l = R_s = \gamma R_o \tag{4.25}$$

où γ est l'opérateur boost de Lorentz à partir de ce même référentiel vers le référentiel du centre de masse.

Il faut noter que dans le cas de corrélations de type baryon - anti-baryon, la partie imaginaire de la longueur d'interaction est non nulle, d'après le théorème optique. C'est dans le cadre de ce modèle que nous allons exploiter les fonctions de corrélation $p-\Lambda$, $\overline{p}-\overline{\Lambda}$, $\overline{p}-\Lambda$ et $p-\overline{\Lambda}$. En effet, ces systèmes de particules non-identiques, composés d'une particule neutre (Λ ou $\overline{\Lambda}$), ne sont sensibles qu'à l'interaction forte. Les paramètres inconnus des interactions dans l'état final (Final State Interaction, FSI) (d_0^s et f_0^s) et le rayon r_0 seront déterminés pour les systèmes $\overline{p}-\Lambda$ et $p-\overline{\Lambda}$. De plus l'extension spatiale de la source de particules (r_0) sera extraite des fonctions de corrélation $p-\Lambda$ et $\overline{p}-\overline{\Lambda}$, les FSI étant connus.

4.5 Effet de l'interaction Coulombienne : le modèle analytique de Lednický & Lyuboshitz

Si les particules sont chargées, la diffusion Coulombienne doit être prise en compte. La portée infinie de cette interaction déforme les ondes sphériques et planes (équation (4.23)) par l'intermédiaire du facteur de pénétration de Gamov (équation (4.27)) et le déphasage de l'onde s (équation (4.28))[Led90]. La fonction hypergéométrique confluante (équation (4.29)) déforme l'onde plane :

$$\Psi^{S(+)}_{-\overrightarrow{k^*}}(\overrightarrow{r^*}) = e^{i\delta}\sqrt{A_c(\eta)}[e^{-i\overrightarrow{k^*}.\overrightarrow{r^*}}F(-\eta,1,i\rho) + f^s_c(k^*)\tilde{G}(\rho,\eta)/r^*] \tag{4.26}$$

où $\rho = \overrightarrow{k^*}.\overrightarrow{r^*} + k^*.r^*$ et $\eta = (|\overrightarrow{k^*}|a)^{-1}$.

$$A_c(\eta) = 2\pi\eta/[\exp(2\pi\eta) - 1] \tag{4.27}$$

$$\delta = \arg\Gamma(1 + i\eta) \tag{4.28}$$

Le rayon de Bohr, a $= (\mu z_1 z_2 e^2)^{-1}$, prend en compte le signe de l'interaction, z_i étant la charge et μ la masse réduite. $\tilde{G}$ est une combinaison des fonctions Coulombiennes régulière (F_0) et singulière (G_0) de l'onde s.

$$\tilde{G}(\rho,\eta) = \sqrt{A_c(\eta)}[G_0(\rho,\eta) + iF_0(\rho,\eta)] \tag{4.29}$$

$$F(\alpha,1,z) = 1 + \alpha z/1!^2 + \alpha(\alpha+1)z^2/2!^2 + \ldots \tag{4.30}$$

Le terme de l'onde sphérique déformée contient les interactions forte et Coulombienne. L'expression (4.26) est réintroduite dans l'équation (4.19) afin de déterminer la fonction de corrélation des particules en interaction. L'amplitude d'interaction modifiée par la prise en compte de la diffusion Coulombienne prend alors la forme suivante :

$$f^s_c(k^*) = \left(\frac{1}{f^s_0} + \frac{1}{2}d^s_0 k^{*2} - ik^* - \frac{2}{a}h(k^*a) - ik^*A_c(k^*)\right)^{-1} \tag{4.31}$$

où h est définie par :

$$h(x) = \frac{1}{x^2}\sum_{n=1}^{\infty}\left(\frac{1}{n(n^2+1/x^2)}\right) - 0.5772 + ln(x) \tag{4.32}$$

Pour les fonctions de corrélation p-p, les interactions Coulombienne (répulsive) et nucléaire (attractive) sont en compétition. Cette compétition est à l'origine d'un pic à $|\overrightarrow{k^*}| = \frac{2\pi}{|a|} = 20$ MeV/c pour de petites tailles de source (e.g. [Bar99, Wan99]). L'amplitude et la largeur de ce pic augmentent si la taille spatio-temporelle de la source diminue.

4.6 Asymétries lors de l'émission

La technique de corrélations de particules non-identiques permet l'étude de la séquence d'émission des particules au freeze-out thermique [Led96, Vol97, Led01, Led02, Led03].

Dans le cadre d'une image classique, les interactions Coulombienne et nucléaire ont des effets différents suivant que les particules se propagent l'une vers l'autre ou s'éloignent l'une de l'autre.

Les paires, constituées d'une particule 1 et d'une particule 2, peuvent avoir deux types de comportement. Supposons que la particule 1 soit émise en premier avec une vitesse v_1. Les deux cas suivants sont possibles (figure 4.3) :

cas 1 : La particule 2 possède une vitesse supérieure à v_1 ($v_2 > v_1$), elle va donc rattraper la particule 1 et l'interaction entre les particules durera longtemps, la corrélation sera plus forte.

cas 2 : La particule 2 possède une vitesse inférieure à v_1 ($v_2 < v_1$), la particule 1 va donc s'éloigner de la particule 2, l'interaction entre les particules durera moins longtemps, la corrélation sera moins forte.

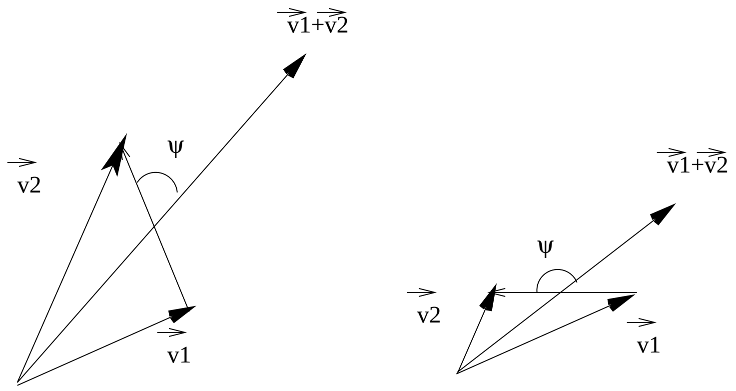

Figure 4.3: Schéma de principe sur la sélection des paires lors de l'étude de la séquence d'émission par l'interférométrie de particules non identiques. A gauche, la particule 2 rattrape la particule 1, la corrélation est importante (cas 1, voir texte). A droite, la particule 1 s'éloigne de la particule 2, la corrélation est faible (cas 2, voir texte).

La sélection entre les deux cas se fait expérimentalement selon le signe de la variable $\vec{v}.\vec{k^*}$, où $\vec{v}$ est la vitesse de la paire et $\vec{k^*}$ l'impulsion de l'une des particules dans le référentiel du centre de masse de la paire (figure 4.3).

Dans chaque cas, on construit les fonctions de corrélation $C_+(k^*)$ et $C_-(k^*)$ dont l'indice correspond au signe de la variable $\vec{v}.\vec{k^*}$. S'il n'existe aucune asymétrie spatio-temporelle, les deux fonctions de corrélation seront identiques et leur rapport sera égal à l'unité. S'il existe une asymétrie spatiale (par exemple $|\vec{X_2}| < |\vec{X_1}|$), et si, de plus, on se trouve dans le cas 1, $C_+(k^*)$ montrera une déviation par rapport à l'unité plus importante

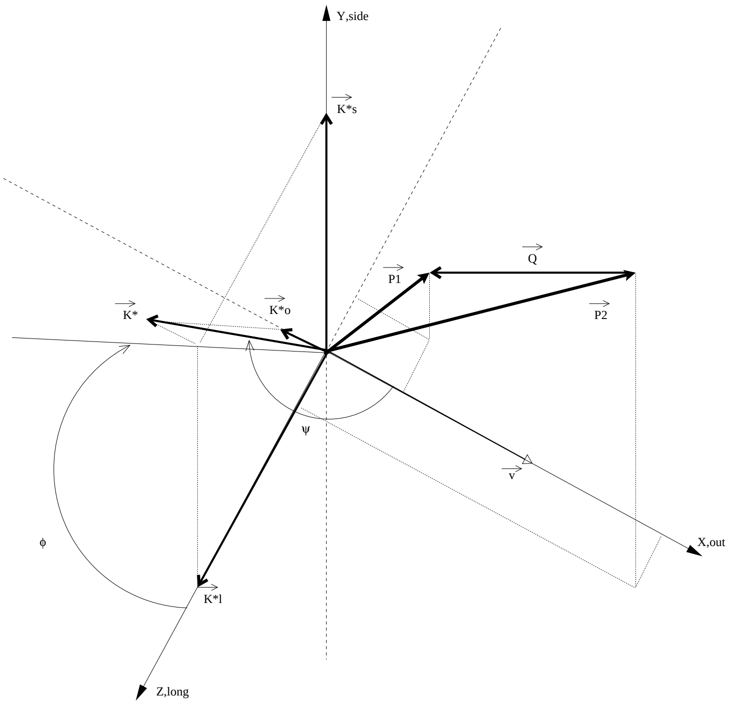

Figure 4.4: Représentation schématique du référentiel LCMS dans lequel sont définies les variables k_o^*, k_s^* et k_l^*.

que dans le cas 2. Notons cependant que l'image classique simple développée précédement n'est pas valide dans le cas où l'interaction forte est la seule interaction dans l'état final.

On se place dans le référentiel LCMS (Longitudinal Comoving System) défini par l'annulation de la troisième composante de l'impulsion de la paire ($p_{z1}+p_{z2}=0$).

On considère les variables k_o^* (o=out), k_s^* (s=side), k_l^* (l=long) en projetant le vecteur $\overrightarrow{k^*}$ dans le repère du referentiel LCMS. La direction et le sens de "out" sont déterminés par la vitesse de la paire dans le LCMS, la direction de "long" est définie par la ligne de faisceau, l'axe "side" étant perpendiculaire aux deux autres (figure 4.4).

On caractérise de la même manière les variables r_o^*, r_s^*,r_l^*, en projetant le vecteur de position relatif $\overrightarrow{r^*}$, défini dans le référentiel du centre de masse de la paire. La symétrie azimutale entraîne $\langle r^*_{side} \rangle = 0$. La symétrie de la collision entraîne $\langle r^*_{long} \rangle = 0$. Ainsi les rapport $C_+/C_-(k^*)$, dont les signes $+/-$ sont relatifs aux variables k_s^* et k_l^*, doivent donc être égaux à l'unité. Finalement, si les deux particules sont émises à des positions différentes et/ou des instants différents, le rapport $C_+/C_-(k^*)$ défini avec les signes de k_o^* doit être différent de l'unité, sauf dans le cas où les deux contributions s'annulent.

L'étude du système $\pi - K$ a été réalisée par la collaboration STAR, lors de collisions Au+Au $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV [Ada03e]. En supposant que les distributions des positions espace-temps des particules dans le centre de masse de la paire obéissent à une loi gaussienne à trois dimensions, il est possible d'extraire $\langle \Delta r^*_{out} \rangle = \langle r^*_{out}(\pi) - r^*_{out}(K) \rangle = -5.6$

fm ($\langle \Delta r^*_{side} \rangle = \langle \Delta r^*_{long} \rangle = 0$) à partir des fonctions de corrélation de la figure 4.5.

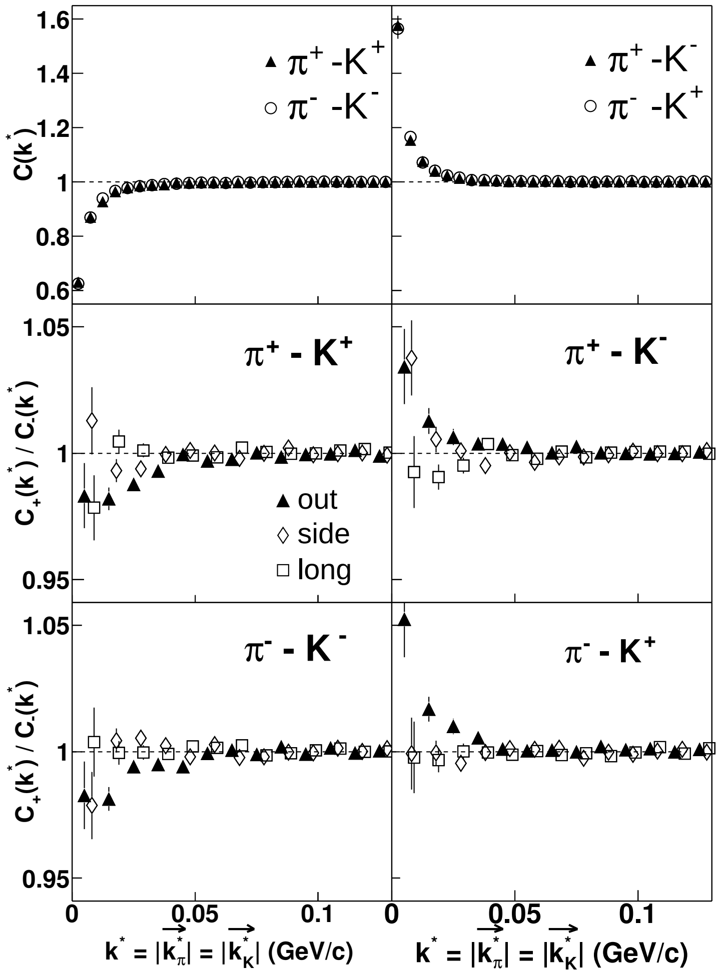

Figure 4.5: En haut, fonctions de corrélation pion-kaon $C(k^*)$. Au milieu et en bas, les rapports $C_+(k^*)$ sur $C_-(k^*)$ correspondant aux variables k^*_{out}, k^*_{side} et k^*_{long} [Ada03e].

En supposant que les pions et les kaons sont émis en même temps, on obtient $\langle r_K - r_\pi \rangle = 3.9$ fm, et en supposant que les pions et les kaons sont émis par deux sources de même rayon, on obtient $\langle t_K - t_\pi \rangle = 5.4$ fm/c. Pour l'instant, il n'est pas possible de séparer les contributions $\langle r_K - r_\pi \rangle$ et $\langle t_K - t_\pi \rangle$. Les asymétries mesurées sont déterminées par la combinaison linéaire : $\Delta r^* = \gamma_{paire}(\Delta r - \beta_{paire} \Delta t)$.

Dans cette thèse, les fonctions de corrélation $p-\Lambda$, $\overline{p}-\overline{\Lambda}$, $\overline{p}-\Lambda$ et $p-\overline{\Lambda}$ sont construites et étudiées. L'extension spatio-temporelle de la source est extraite. Les interactions dans l'état final sont étudiés. Les asymétries lors de l'émission nécessitent un plus grand nombre d'événement pour être étudiées.

Chapitre 5

Les analyses de données

Dans ce chapitre, on présente les sélections sur les événements et sur les particules qui vont être analysées par la technique de l'interférométrie. Les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV centrales ont été analysées. Afin de construire les fonctions de corrélation $p-\Lambda$, $\overline{p}-\overline{\Lambda}$, $\overline{p}-\Lambda$ et $p-\overline{\Lambda}$, les particules p, $\overline{p}$, Λ, $\overline{\Lambda}$ ont été selectionnées. De plus les propriétés des différentes paires formées ont été étudiées.

5.1 Sélections des événements

La sélection des événements repose sur la centralité, le type de déclenchement, et la position du vertex primaire.

La centralité et le type de déclenchement :

Le détecteur STAR possèdant un grand nombre de systèmes de déclenchement (trigger), il faut s'assurer que les événements aient été acquis avec le même système de déclenchement. Pour cette analyse, on sélectionne les événements centraux (figure 5.1) pour s'assurer d'avoir un nombre d'événements suffisant. En effet c'est lors des collisions les plus centrales qu'est produit le plus grand nombre de particules par événement. Or, pour faire notre étude, il est nécessaire d'avoir le plus de particules possible lors d'un même événement car ceci gouverne le signal observable par l'interférométrie.

Le système de déclenchement de niveau 3 (Level 3 Trigger) était utilisé lors de la prise de données afin de visualiser les collisions en ligne. Celui-ci a pu induire un biais dans les événements enregistrés. Seuls les événements non biaisés seront pris en compte. Ces événements sélectionnés correspondent à une centralité de 0-10%.

La distribution des traces chargées est représentée sur la figure 5.1. La centralité est définie par l'étude des distributions de traces chargées dans le domaine en pseudo-rapidité $|\eta| < 0.5$ et pour les particules primaires DCA < 3 cm. Les distributions des traces chargées

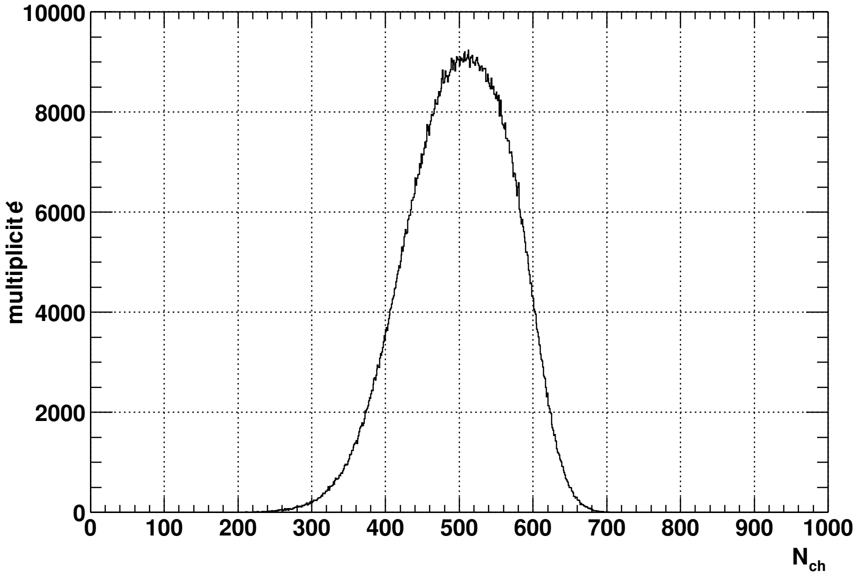

Figure 5.1: Distribution des traces chargées (N_{ch}) des événements les plus centraux.

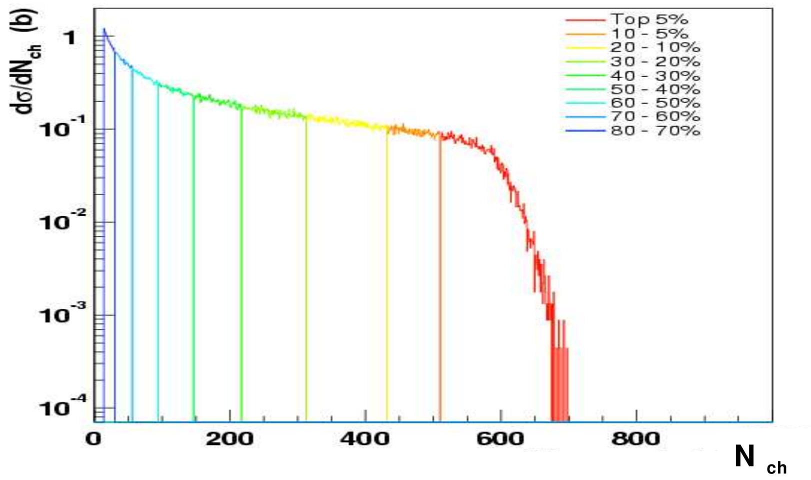

Figure 5.2: Section efficace en fonction du nombre de traces chargées des événements Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$= 200 GeV de biais minimum. La centralité est définie par rapport à la section efficace totale [Cal01, Cal02, Ada03f].

des événements de biais minimum pour les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$=130 GeV et à $\sqrt{s_{NN}}$=200 GeV sont normalisées par les résultats des simulations. En effet, la distribution des traces chargées extraites de simulations basées sur le générateur HIJING peut être comparée avec les paramètres d'impact déterminés pour créer ces événements [Cal01, Cal02, Ada03f]. Sur la figure 5.2, sont définis les différents domaines en centralité pour les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$GeV.

La position du vertex primaire :

Une sélection sur la position des vertex primaires des événements est effectuée à ±25 cm le long de l'axe du faisceau dont l'origine est fixée au centre de la TPC. En effet, l'acceptance du détecteur change avec la position du vertex primaire, et l'impact sur la fonction de corrélation est important via la technique du mixage. On construit le dénominateur de la fonction de corrélation en mélangeant des événements différents. Si l'acceptance des événements n'est pas similaire, le bruit ne sera pas correctement évalué et induira un biais sur la fonction de corrélation. Considérons deux événements dont les vertex primaires se trouvent aux deux extrémités de la TPC. Lors de la construction du numérateur, il y aura un grand nombre de paires à faible k^*. Or le dénominateur construit avec ces deux événements aura, au contraire, peu de paires à faible k^* et une quantité plus importante à haut k^*. La fonction de corrélation montrera une large corrélation positive à faible k^*.

	Sélection	Valeur min	Valeur max
1	Nb. Hits	15	-
2	Nb. Hits dE/dx	5.0	-
3	DCA (cm)	-	3
4	σ dE/dx pions	2.0	-
5	σ dE/dx kaons	2.0	-
6	σ dE/dx protons	-2.0	2.0
7	P (GeV/c)	0.4	1.1
8	Y	-0.5	0.5

Tableau 5.1: Résumé des sélections des protons et des anti-protons.

5.2 Identification des protons et des anti-protons

Les critères de sélection sont résumés dans le tableau 5.1.

On sélectionne les traces ayant été reconstruites avec un minimum de 15 points dans la TPC, afin d'éviter le phénomène de dédoublement de traces.

Une sélection sur le nombre de points servant à calculer l'énergie déposée est appliquée et fixée à 5 points afin d'estimer correctement la probabilité d'identification des particules. Cette probabilité est déterminée en fonction de l'énergie déposée et de la rigidité. La rigidité est le rapport de l'impulsion totale sur la charge de la trace. Ce calcul est d'autant plus précis que le nombre de points ayant été utilisé pour calculer l'énergie déposée est élevé, mais un compromis doit être trouvé entre l'efficacité d'identification et le nombre de particules par événement.

De plus, pour s'assurer que les particules proviennent du vertex primaire, une coupure sur la distance de plus courte approche au vertex primaire, DCA $<$ 3 cm, est appliquée. Cette coupure permet de s'affranchir de la majorité des protons secondaires.

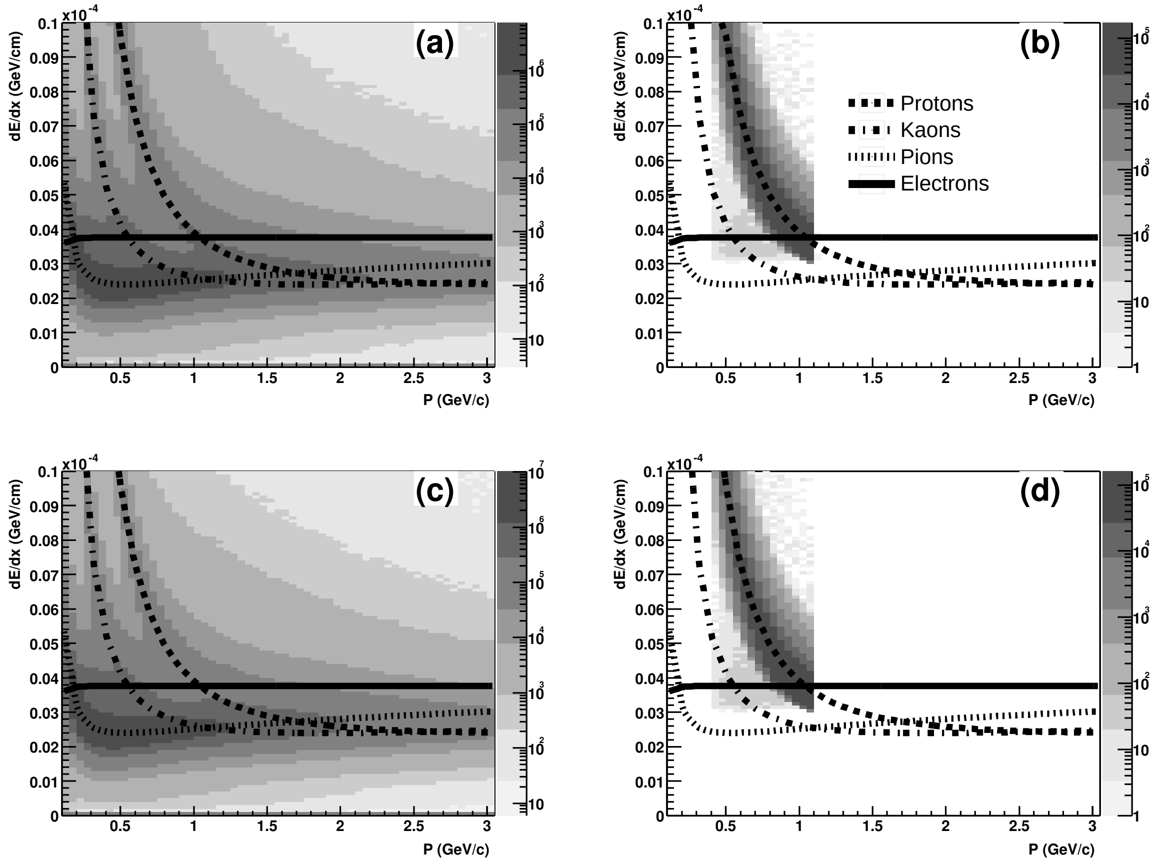

Figure 5.3: Energie déposée en fonction de l'impulsion totale. Figures (a) et (b) pour les protons respectivement avant et après coupures. Figures (c) et (d) pour les anti-protons respectivement avant et après coupures.

On sélectionne les protons par l'intermédaire de l'énergie déposée dans la TPC. Avec une coupure à 2σ : 95.45% des protons sont sélectionnés (figure 5.3). Des pions et des kaons peuvent induire une contamination supplémentaire, dûe à la proximité des bandes. Les coupures sur l'énergie déposée dans la TPC sur le nombre de σ ($\sigma > 2$) des pions et sur le nombre de σ ($\sigma > 2$) des kaons ainsi qu'une sélection sur les impulsions ($0.4 < \mathrm{P} < 1.1$ GeV/c) et sur la rapidité ($|\mathrm{Y}| < 0.5$) sont appliquées [Adl01].

Après toutes ces sélections, l'impulsion transverse moyenne des protons est de 0.707 GeV/c, celle des anti-protons est de 0.730 GeV/c. Les distributions en impulsion transverse et en rapidité résultantes sont représentées sur la figure 5.4.

Les sélections faites sur les anti-protons sont exactement les mêmes que celles faites sur les protons par souci de cohérence lors de la comparaison des fonctions de corrélation. Seule la coupure concernant le signe des particules diffère, celui-ci étant positif pour les

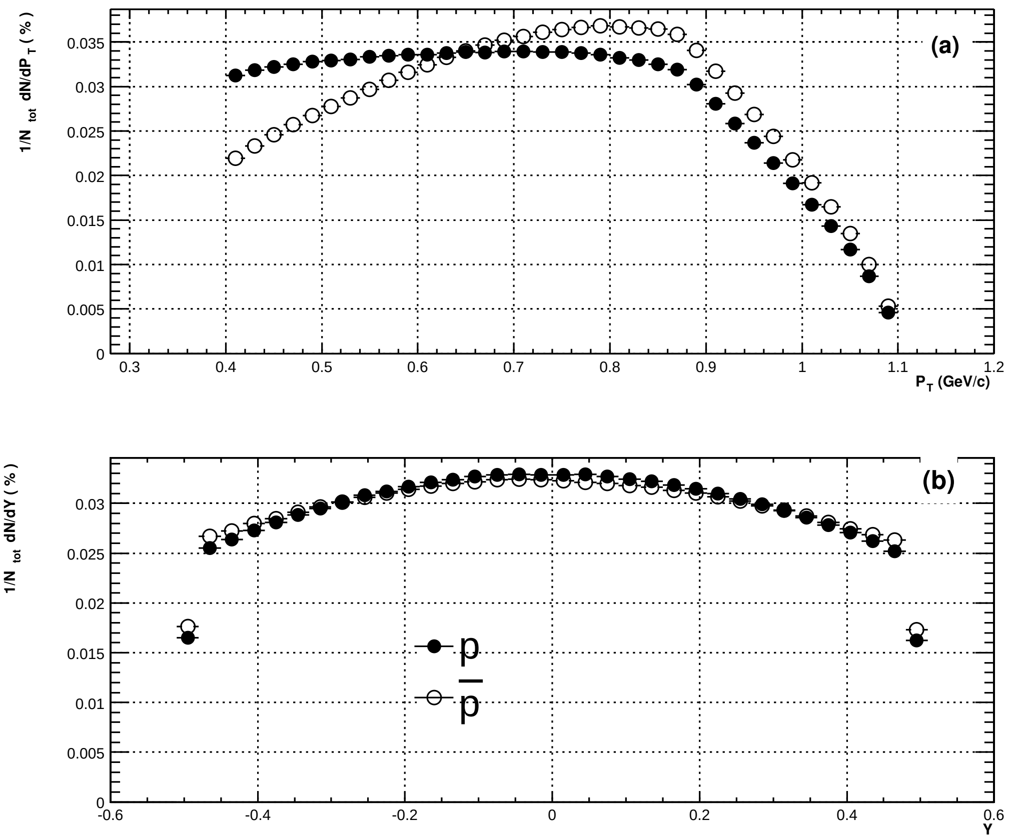

Figure 5.4: La figure (a) représente la distribution en impulsion transverse normalisée au nombre total de particules pour chaque espèce. La différence entre les deux distributions s'explique par l'annihilation des anti-protons dans la matière [Adl01]. La figure (b) représente la distribution en rapidité normalisée au nombre total de particules pour chaque espèce. Les domaines en rapidité couverts par les protons et les anti-protons sont identiques.

protons et négatif pour les anti-protons. Les anti-protons, contrairement aux protons, ne sont pas contaminés par les produits de réinteraction des neutrons et des pions avec la matière. Ainsi la coupure à faible impulsion transverse n'est pas nécessaire pour une bonne identification des anti-protons. Cependant cette coupure n'a aucune influence sur les fonctions de corrélation : les fonctions de corrélation sont sensibles au nombre de paires de particules à faible vitesse relative. Or, pour les paires $\overline{p} - \overline{\Lambda}$ et $\overline{p} - \Lambda$, le nombre de paires est fixé par la contribution des lambdas et des anti-lambdas dont la population est faible pour les vitesses transverses inférieures à 0.4 (figure 5.5).

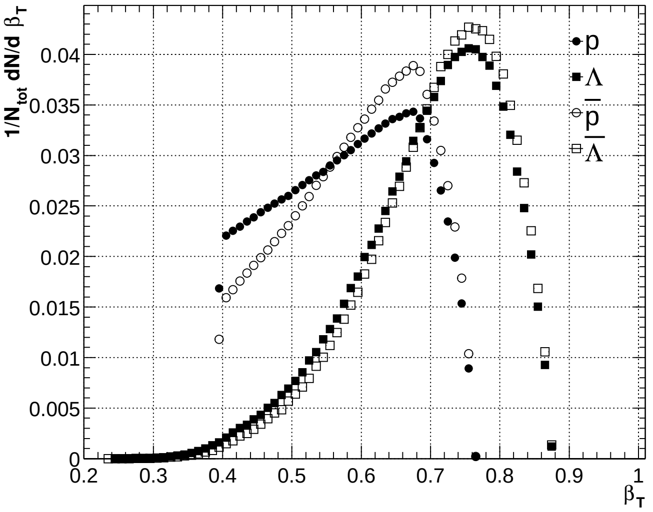

Figure 5.5: Profil des vitesses transverses des protons, anti-protons, lambdas et anti-lambdas. Les particules corrélées appartiennent au domaine des vitesses transverses 0.402 $< \beta_T <$ 0.765.

5.3 Identification des lambdas et des anti-lambdas

On reconstruit les lambdas (anti-lambdas) à partir de leur canal de désintégration en un pion négatif, π^- (pion positif, π^+) et un proton, p (anti-proton, $\overline{p}$). Ce canal a un rapport d'embranchement de 63.9 $\pm$ 0.5 % [pdg].

Les V0 reconstruits incluent les lambdas (Λ), les anti-lambdas ($\overline{\Lambda}$) et les kaons neutres (K^0_S). Les lambdas et les anti-lambdas sont sélectionnés à partir de coupures répertoriées dans le tableau 5.3.

Un V0 étant constitué d'une trace négative (Neg. Daughter) et d'une trace positive (Pos. Daughter), on sélectionne les produits de décroissance par l'intermédiaire de l'énergie déposée : $\pm 2\sigma$ pour les (anti-)protons et $\pm 3\sigma$ pour les pions (figures 5.6 et 5.7).

Comme pour les traces primaires, on réduit les possibilités de dédoublement en ne tenant compte que des traces négatives et positives ayant au minimum 15 points d'impact dans la TPC.

Lors de la décroissance d'un lambda (anti-lambda), la plus grande partie de l'impulsion est transférée au proton (anti-proton) qui est le plus massique des produits de décroissance. Ainsi le proton (anti-proton), pointe directement au vertex primaire si le lambda (anti-lambda) pointait au départ au vertex primaire. Il n'y a pas de coupure supplémentaire liée au DCA de la trace positive au vertex primaire. La valeur optimale de la coupure sur le DCA du pion au vertex primaire est fixée à 2.0 cm. Les variations de la valeur de cette coupure dominent les variations des associations fortuites lors de la reconstruction

	Sélection	Valeur min	Valeur max
1	σ dE/dx (anti-)protons	-2.0	2.0
2	σ dE/dx pions	-3.0	3.0
3	Nb. Hits Pos.	15	-
4	Nb. Hits Neg.	15	-
5	DCA V0 Pos. To Prim. Vtx ($\overline{\Lambda}$)	2.0 cm	-
6	DCA V0 Neg. To Prim. Vtx (Λ)	2.0 cm	-
7	DCA V0 To Prim. Vtx	-	0.6 cm
8	DCA V0 Daughters	-	0.7 cm
9	p_t arm.	0.033	0.15
10	α arm. Λ	0.447	0.876
11	α arm. $\overline{\Lambda}$	-1.	-0.5
12	P (GeV/c)	0.5	-
13	Minv K^0_S (GeV)	0.4764	0.5077

Tableau 5.2: Résumé des sélections sur les V0. L'abrévation arm. est utilisée pour les variables d'Armenteros-Podolanski.

des (anti-)lambdas.

Les coupures sur le DCA de la trace positive et de la trace négative au vertex primaire, sur le DCA du V0 et enfin sur le DCA du V0 au vertex primaire, ont été étudiées afin d'optimiser le rapport signal sur bruit.

Une contamination importante venant des K^0_S a été observée. Elle est visible sur la représentation des candidats V0 en fonction des variables Armenteros-Podolanski (figure 5.8).

Pour supprimer cette contamination, une coupure explicite sur la masse invariante des K^0_S a été ajoutée à la sélection. Les valeurs de cette coupure ont été déterminées lors de l'étude de la masse invariante des (anti-)lambdas. La masse invariante a été calculée en considérant le candidat V0 comme étant un K^0_S, Λ et $\overline{\Lambda}$. Il a été observé qu'aucun anti-lambda (lambda) n'était reconstruit lors de la reconstruction d'un lambda (anti-lambda). Par contre un signal correspondant à celui des K^0_S a été observé lors de la reconstruction d'un lambda et d'un anti-lambda sur le domaine (0.476 - 0.508 GeV/c). Dans l'hypothèse où les filles du V0 sont des pions, la masse invariante est calculée : si elle appartient au domaine 0.476 - 0.508 GeV/c, le candidat V0 est refusé.

L'étude du rapport signal sur bruit :

Afin de connaître la proportion de vrais lambdas (signal, S) par rapport au bruit combinatoire (bruit, N) généré par les combinaisons fortuites de particules, on construit

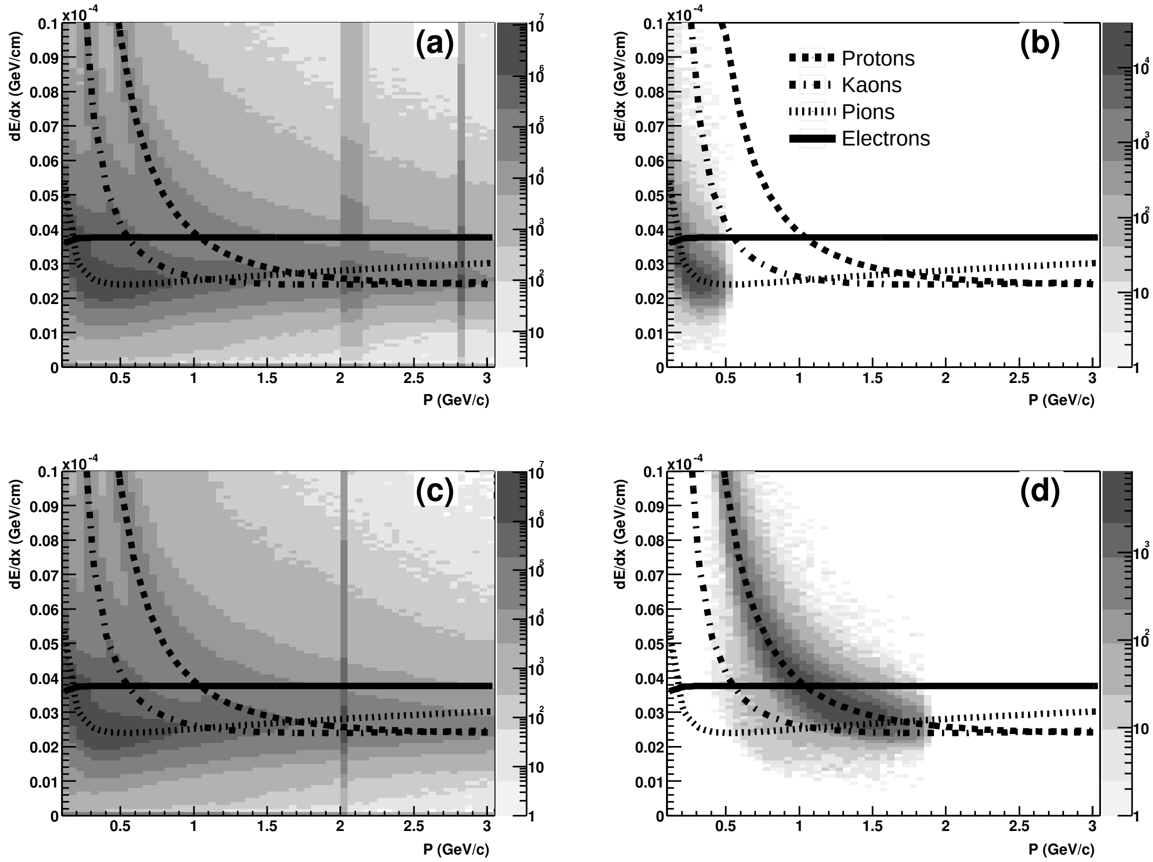

Figure 5.6: Energie déposée en fonction de l'impulsion totale. Figures (a) et (b) pour les pions négatifs secondaires respectivement avant et après coupures. Figures (c) et (d) pour les protons respectivement avant et après coupures. Après sélection, on reconstruit les lambdas à partir de ces pions et de ces protons.

pour chaque paire (anti-)proton - pion la distribution de la masse invariante (figure 5.9).

Le bruit est estimé par la méthode standard suivante.

Dans un premier temps, la distribution en masse invariante est paramétrisée par la somme d'une fonction de Breit-Wigner et de l'équation d'une droite (équation (5.1)).

$$M_{inv} = cst * \frac{\Gamma}{(2\pi)[(M_{inv} - M_0)^2 + (\frac{\Gamma}{2})^2]} + a + b * M_{inv} \tag{5.1}$$

Le signal est paramétrisé par la fonction de Breit-Wigner, le bruit par une droite.

Le bruit sous le pic correspond alors à l'intégrale de la droite dans le domaine en masse invariante correspondant à l'échantillon de particules.

Le signal correspond à la valeur de l'intégrale de la fonction de l'équation (5.1), à laquelle est soustraite la valeur de l'intégrale correspondant au bruit.

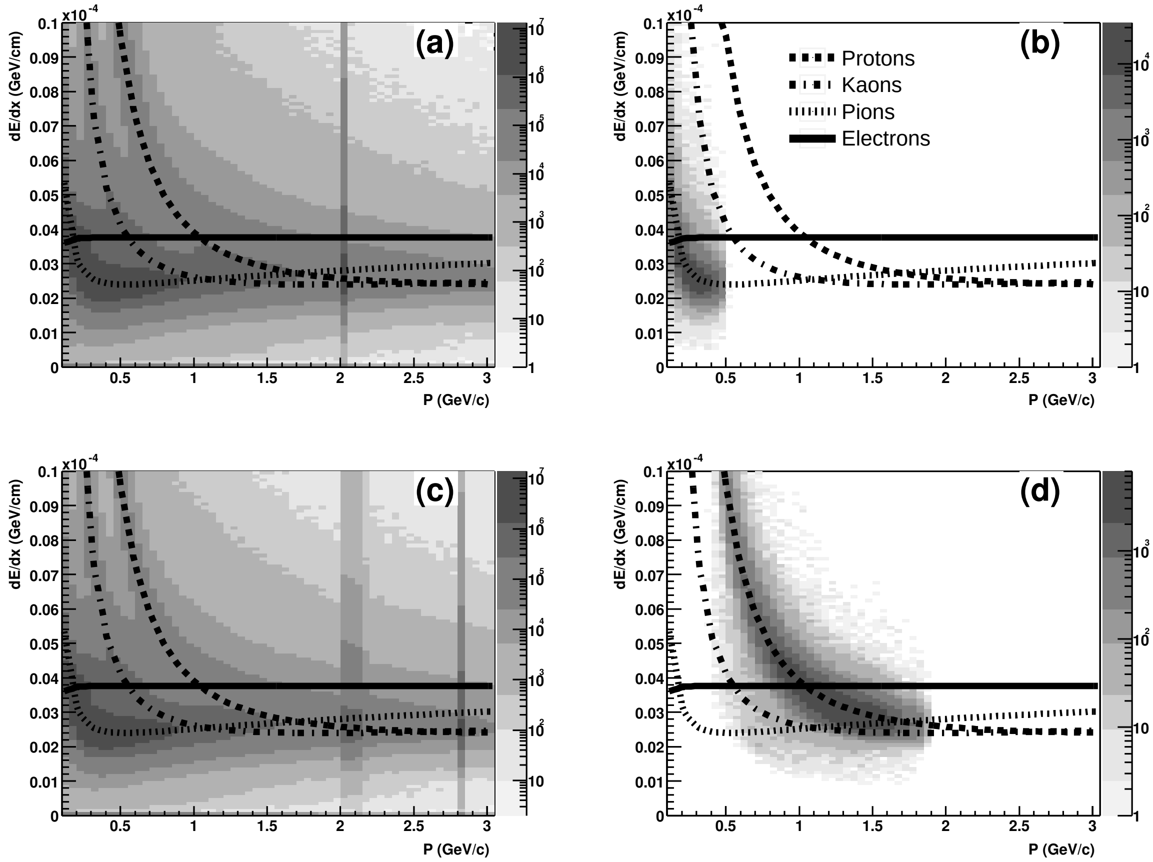

Figure 5.7: Energie déposée en fonction de l'impulsion totale. Figures (a) et (b) pour les pions positifs secondaires, respectivement avant et après coupures. Figures (c) et (d) pour les anti-protons, respectivement avant et après coupures. Après sélection, on reconstruit les anti-lambdas à partir de ces pions et de ces anti-protons.

Les résultats de cette étude sont résumés dans le tableau 5.3 et représentés sur la figure 5.9.

Le domaine en masse invariante accepté est centré en 1.115 GeV de largeur $\pm$ 6 MeV. Cette valeur corrrespond à 2.3 σ (figure 5.9).

Les sélections étant appliquées, l'impulsion transverse moyenne des lambdas est de 1.200 GeV/c, celle des anti-lambdas est de 1.229 GeV/c. Les distributions en impulsion transverse et en rapidité sont représentées sur la figure 5.10.

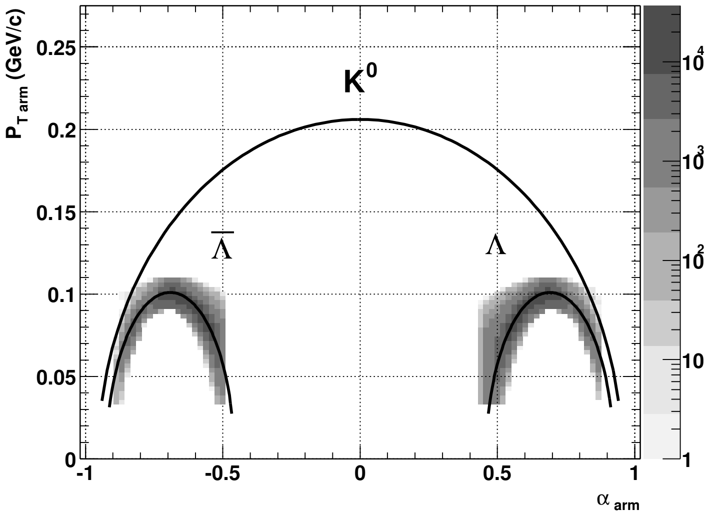

Figure 5.8: Distribution des lambdas et des anti-lambdas sélectionnés en fonction des variables d'Armenteros-Podolanski. Les courbes correspondent aux calculs théoriques (voir texte).

Particule	Signal (S)	Buit (N)	S/(S+N)
lambda	1 150 860	178 978	86%
anti-lambda	1 017 450	163 769	86 %

Tableau 5.3: Estimation de la proportion d'(anti-)lambdas (S) reconstruis par rapport aux associations fortuites (N).

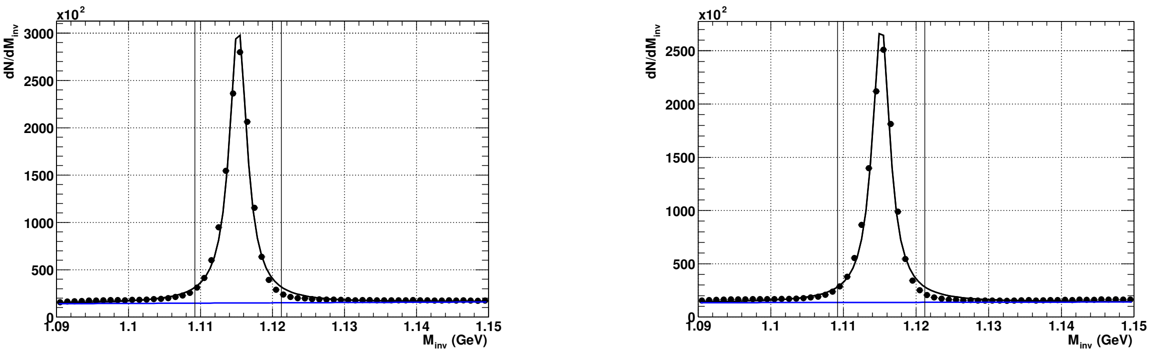

Figure 5.9: Evaluation du signal sur bruit des Λ (à gauche) et des $\overline{\Lambda}$ (à droite).

5.4 Sélection des paires

La construction des paires de particules est la dernière étape dans les sélections. Les paires étudiées sont : $p - \Lambda$, $\overline{p} - \overline{\Lambda}$, $p - \overline{\Lambda}$, $\overline{p} - \Lambda$.

Les paires $\overline{\Lambda} - \Lambda$ et $\Lambda - \Lambda$ ont été construites, mais le manque de statistique dans les données analysées ne permet pas d'obtenir une fonction de corrélation satisfaisante.

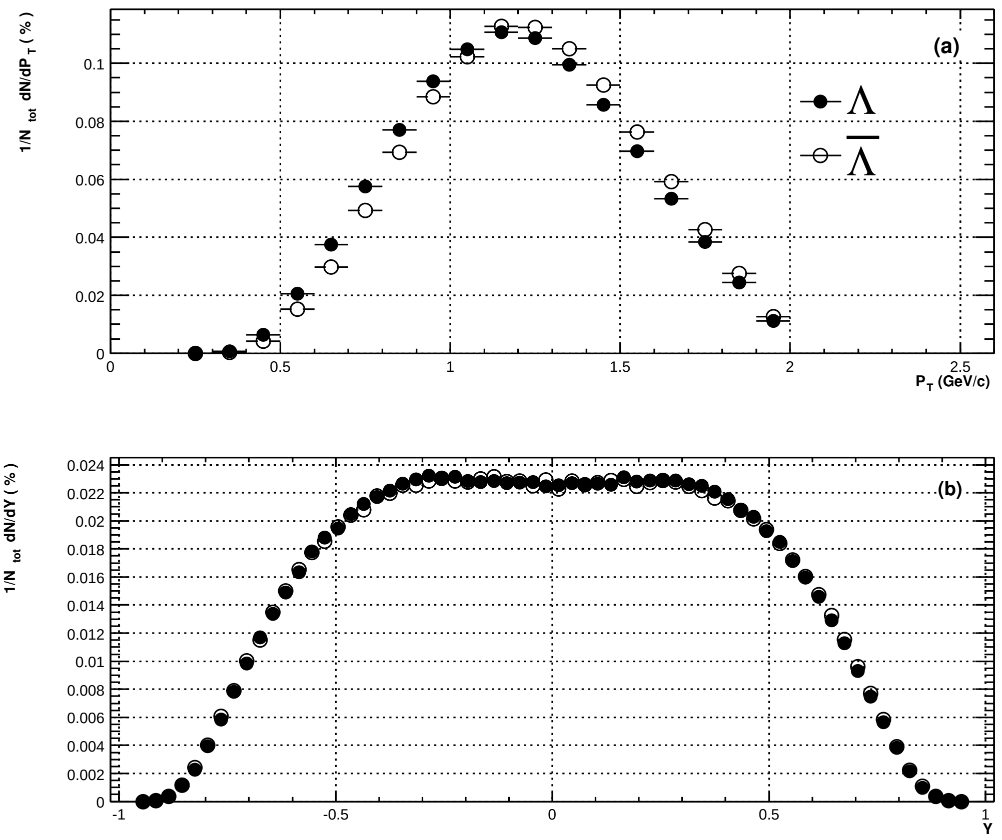

Figure 5.10: La figure (a) représente la distribution en impulsion transverse normalisée au nombre total de particules pour chaque espèce. La différence entre les deux distributions s'explique par l'annihilation des anti-lambdas dans la matière. La figure (b) représente la distribution en rapidité normalisée au nombre total de particules pour chaque espèce. Les domaines en rapidité couverts par les lambdas et les anti-lambdas sont identiques.

Lors de la sélection des paires $p-\Lambda$ et $\overline{p}-\overline{\Lambda}$, on a prêté attention à ne pas corréler des protons (anti-protons) qui avaient servi à la reconstruction de lambdas (d'anti-lambdas).

La séparation moyenne des traces :

Pour supprimer les effets dûs à la fusion de deux traces en une seule liés à la résolution de la TPC, on évalue la distance moyenne entre la trace chargée et les traces positive et négative du V0.

Nous allons décrire comment la distance moyenne entre deux traces dans la TPC est définie.

Il faut garder à l'esprit que ce que l'on cherche est la distance moyenne entre une trace primaire, i.e. venant du vertex primaire, et une trace venant d'un V0, i.e. venant d'un

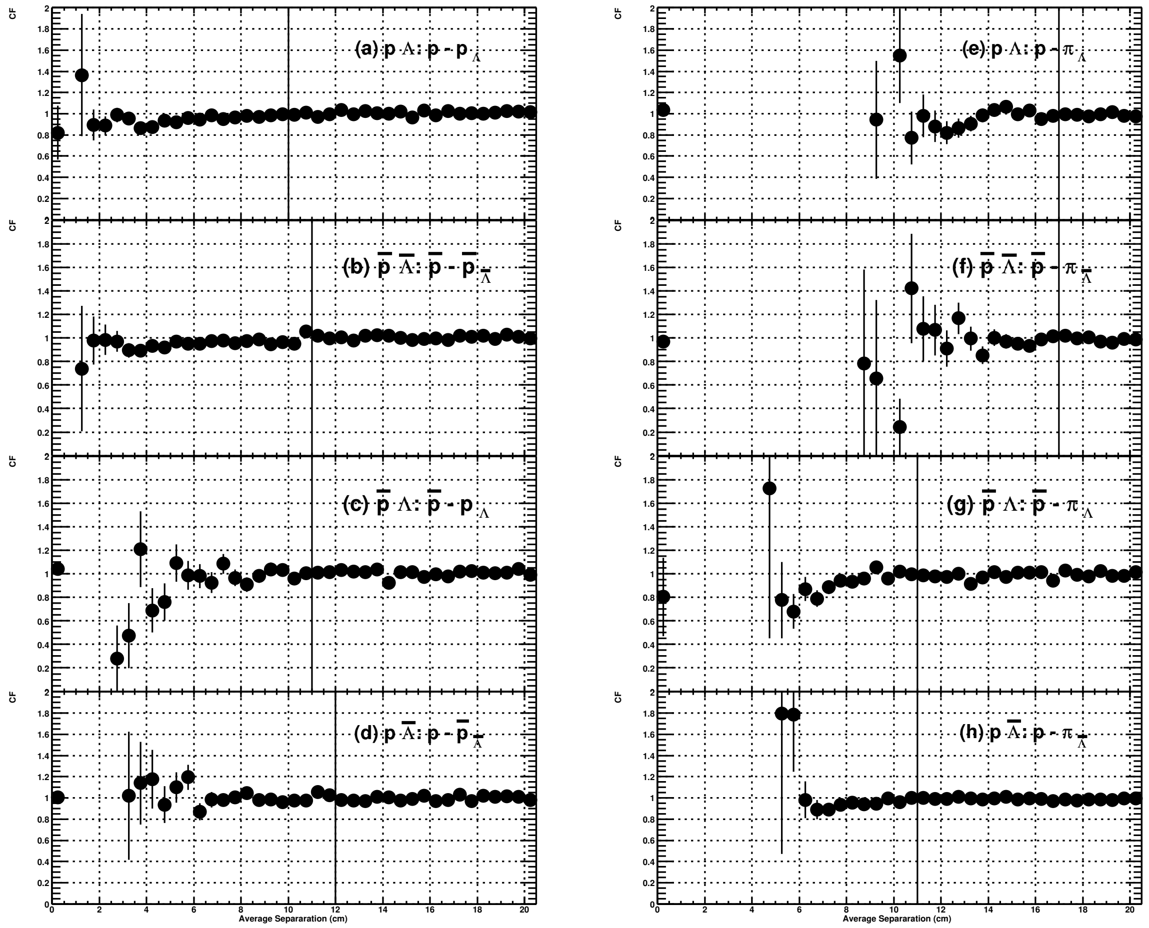

Figure 5.11: Fonctions de corrélation en fonction de la distance moyenne des traces (abscisse) pour les systèmes : $p - \Lambda$ (a,e), $\overline{p} = \overline{\Lambda}$ (b,f), $\overline{p} - \Lambda$ (c,g), $p - \overline{\Lambda}$ (d,h).

vertex secondaire.

Dans la TPC, on détermine, pour chaque trace, les premiers impacts sur les pad-rows du secteur par lequel est passée la trace. Puis on calcule la distance entre ces impacts. Enfin on établit la valeur moyenne des distances. La méthode initiale consistait à calculer la distance moyenne de séparation des traces primaires, et l'origine des traces était fixée au centre du repère. Ainsi il n'y avait pas de problèmes d'ambiguïté lors du calcul de la séparation des traces pour les événements mixés, car toutes les traces partaient du vertex primaire. Or dans le cas présent, nous ne pouvons pas forcer des traces issues du vertex secondaire à passer par un point fixe. Toutefois il est possible de pallier à ce problème en forçant quand même une origine commune pour rester cohérent avec la procédure de mixage. On définit la translation de vecteur : le vecteur position du vertex primaire. On applique cette translation à la position des vertex secondaires pour chaque événement. On fixe donc une origine commune à tous les événements, celle de la position relative du vertex primaire. Les systèmes étudiés sont répertoriés dans le tableau 5.4. Les fonctions de corrélation sont représentées sur la figure 5.11.

Nombre de points en commun :

La méthode consiste à estimer de manière rétroactive le nombre de points en commun que peuvent avoir deux traces à partir des traces reconstruites dans la TPC. Cette méthode a été développée lors de l'étude du système de deux traces (pion - kaon, [Ada03e]). Elle est ici adaptée au cas d'une trace et aux filles d'un V0. Dans la suite, le terme "trace" correspond à la trace laissée par l' (anti-)proton primaire mais aussi à celles laissées par les filles du V0. Cette méthode est basée sur l'hélice formée par la trace lors de la traversée

Système	Paires	Séparation moyenne min. (cm)
$p - \Lambda$	$p - p_\Lambda$	10
	$p - \pi_\Lambda$	17
$\overline{p} - \overline{\Lambda}$	$\overline{p} - \overline{p}_{\overline{\Lambda}}$	11
	$\overline{p} - \pi_{\overline{\Lambda}}$	17
$\overline{p} - \Lambda$	$\overline{p} - p_\Lambda$	11
	$\overline{p} - \pi_\Lambda$	11
$p - \overline{\Lambda}$	$p - \overline{p}_{\overline{\Lambda}}$	12
	$p - \pi_{\overline{\Lambda}}$	11

Tableau 5.4: Résumé des paires de traces chargées étudiées. La séparation moyenne des traces minimales est indiquée. Pour tous ces systèmes, le pourcentage maximum de points en commun est fixé à 10%.

du détecteur. Pour chaque trace, on détermine les secteurs dans lesquels la trace a été détectée. Il y a 24 secteurs possibles : 12 pour z>0, côté Ouest (W) et 12 pour z<0, côte Est (E). Puis on détermine les coordonnées locales dans le repère correspondant lié au secteur. Ce repère est défini par trois vecteurs : le vecteur de l'axe du faisceau, $\overrightarrow{r}$ perpendiculaire à l'axe du faisceau et aux pad-rows du secteur dirigé vers l'extérieur de la TPC, enfin, de manière directe, par le vecteur $\overrightarrow{n}$ dans la direction des pad-rows. De plus il faut tenir compte du fait que chaque secteur est divisé en deux sous-secteurs différents par leur densité de pad.

Ensuite, pour un système de deux traces, on vérifie si les secteurs touchés sont les mêmes, auquel cas les coordonnées transverses et longitudinales permettent de calculer la distance entre les points d'un même pad-row. Si la distance est inférieure à la taille d'un pad, celui-ci est considéré comme commun aux deux traces. Les cas étudiés sont résumés dans le tableau 5.4. La figure 5.12 représente les fonctions de corrélation en fonction du nombre de points en communs.

5.5 Fonctions de corrélation

La fonction de corrélation expérimentale est construite à partir de deux distributions : un numérateur et un dénominateur.

Avec les paires d'un même événement, on détermine la distribution en k^*. Cette distribution constituera le numérateur de la fonction de corrélation, elle contient le signal recherché. Les paires utilisées sont appelées paires réelles.

Avec les paires issues d'événements mixés, on détermine la distribution en k^*. Cette distribution, appelée dénominateur, sert de référence au numérateur. En effet les paires sont constituées de particules appartenant à des événements différents. Elle ne sont donc corrélées en aucune façon. Les paires utilisées sont appelées paires mixées.

Le mixage des événements

Les événements sélectionnés sont stockés dans des classes de 10 événements. De plus, chaque collection d'événements est constituée de deux collections de particules. Une collection d'événements est caractérisée par l'intervalle dans lequel se situe la position en z du vertex primaire de ces événements. La position suivant l'axe du faisceau variant de ± 25 cm, ce domaine est divisé en 10, ce qui constitue 10 intervalles de 5 cm. Chacune des collections contient alors 10 événements dont l'écart en z du vertex primaire peut varier de 5 cm. Ainsi les collections $C_1, C_2, ...C_{10}$ couvrent les domaines respectifs en position du vertex primaire]-25., -20[cm,]-20,-15 [cm, ...] 20,25[cm. Le numérateur et le dénominateur ne peuvent être construits que s'il existe au moins une particule dans chaque collection de particules.

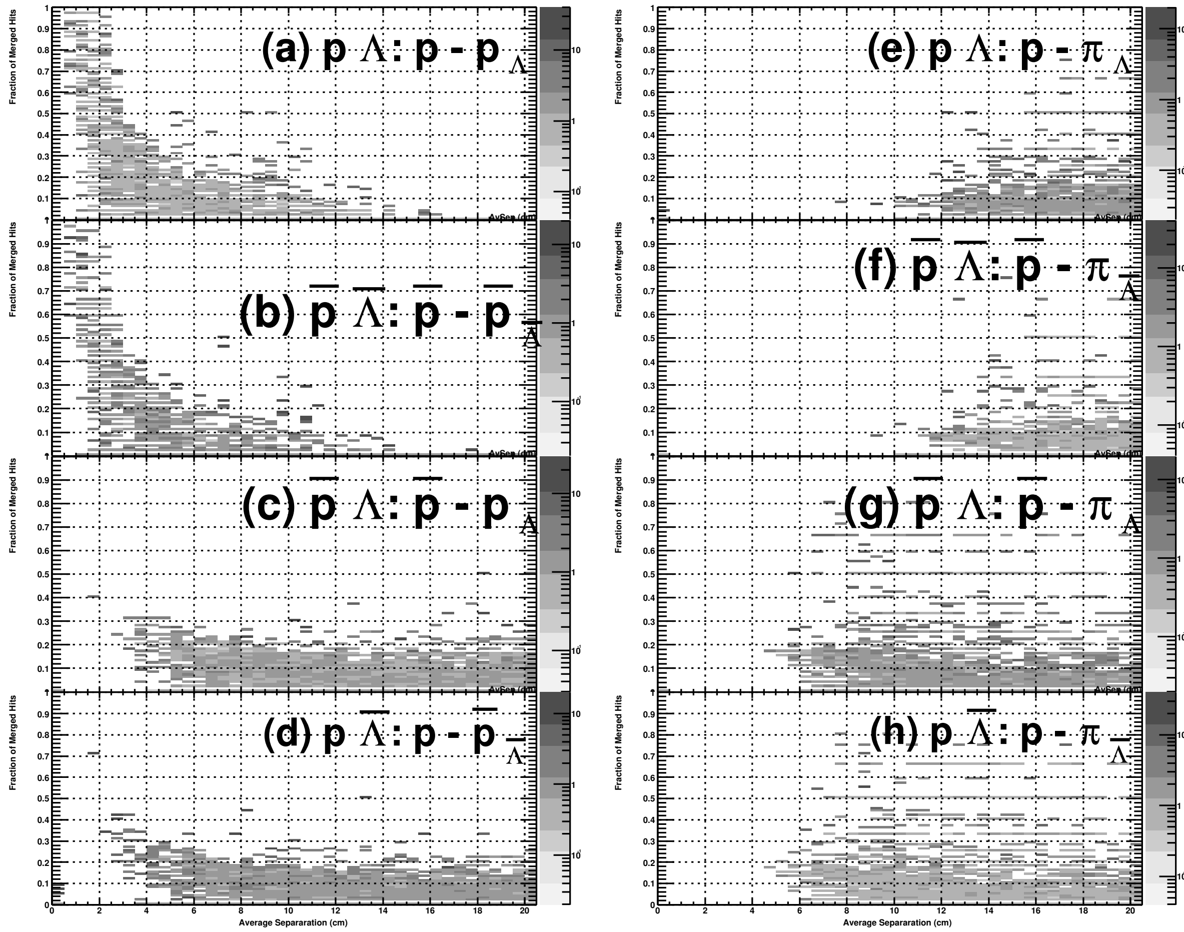

Figure 5.12: Fonctions de corrélation en fonction de la fraction de points en commun (ordonnée) et en fonction de la distance moyenne des traces (abscisse) pour les systèmes : $p - \Lambda$ (a,e), $\overline{p} - \overline{\Lambda}$ (b,f), $\overline{p} - \Lambda$ (c,g) et $p - \overline{\Lambda}$ (d,h).

Il est évident que le dénominateur ne peut être construit que s'il existe un événement stocké dans une collection d'événements.

Puis pour chaque événement analysé, celui-ci ayant passé avec succès les sélections, on construit le numérateur et le dénominateur.

On contrôle très bien la distribution du dénominateur. Par exemple supposons que l'on construise la fonction de corrélation proton-lambda et que dans chaque événement il y ait un proton et un lambda. Supposons de plus que l'on analyse 10 événements, il y aura alors 10 paires réelles (numérateur) et 2*10 paires mixées (dénominateur). Le nombre d'événements est le principal facteur limitant lors de l'étude des corrélations de particules.

Dès que le nombre des 10 événements stockés est atteint, et qu'un nouvel événement candidat doit être stocké, le dernier événement en date est effacé et remplacé par le nouvel événement.

Les deux distributions étant connues, on construit le rapport et on le normalise à partir d'une zone où l'on considère que les corrélations n'existent plus. Cette normalisation est définie par l'intégrale du rapport sur un domaine en k^*.

Les fonctions de corrélation on été normalisées sur le domaine $0.35 < k^* < 0.5$ GeV/c.

Les fonctions de corrélation $p - \Lambda$, $\overline{p} - \Lambda$, $\overline{p} - \overline{\Lambda}$, et $p - \overline{\Lambda}$ ont alors été construites (figure 5.13).

On observe un excès de paires à faible k^* pour les fonctions de corrélation $p-\Lambda$ et $\overline{p}-\overline{\Lambda}$. Cet excès de paires est dû à l'attraction de l'interaction forte entre les deux particules. Il est observable sur le domaine $0. < k^* < 0.1 GeV/c$.

On observe un déficit de paires à faible k^* pour les fonctions de corrélation $\overline{p} - \Lambda$ et $p - \overline{\Lambda}$. Comme nous allons le décrire par la suite, dans le cadre du modèle analytique de Lednický & Lyuboshitz, ce déficit correspond à l'annihilation des particules par les anti-particules aux faibles vitesses relatives et sur le domaine $0. < k^* < 0.25 GeV/c$.

Afin d'exploiter ces fonctions de corrélation, il est nécessaire d'estimer les erreurs dues à la résolution en impulsion du détecteur, ainsi que la pureté des échantillons de particules dans le but de corriger la fonction des biais expérimentaux.

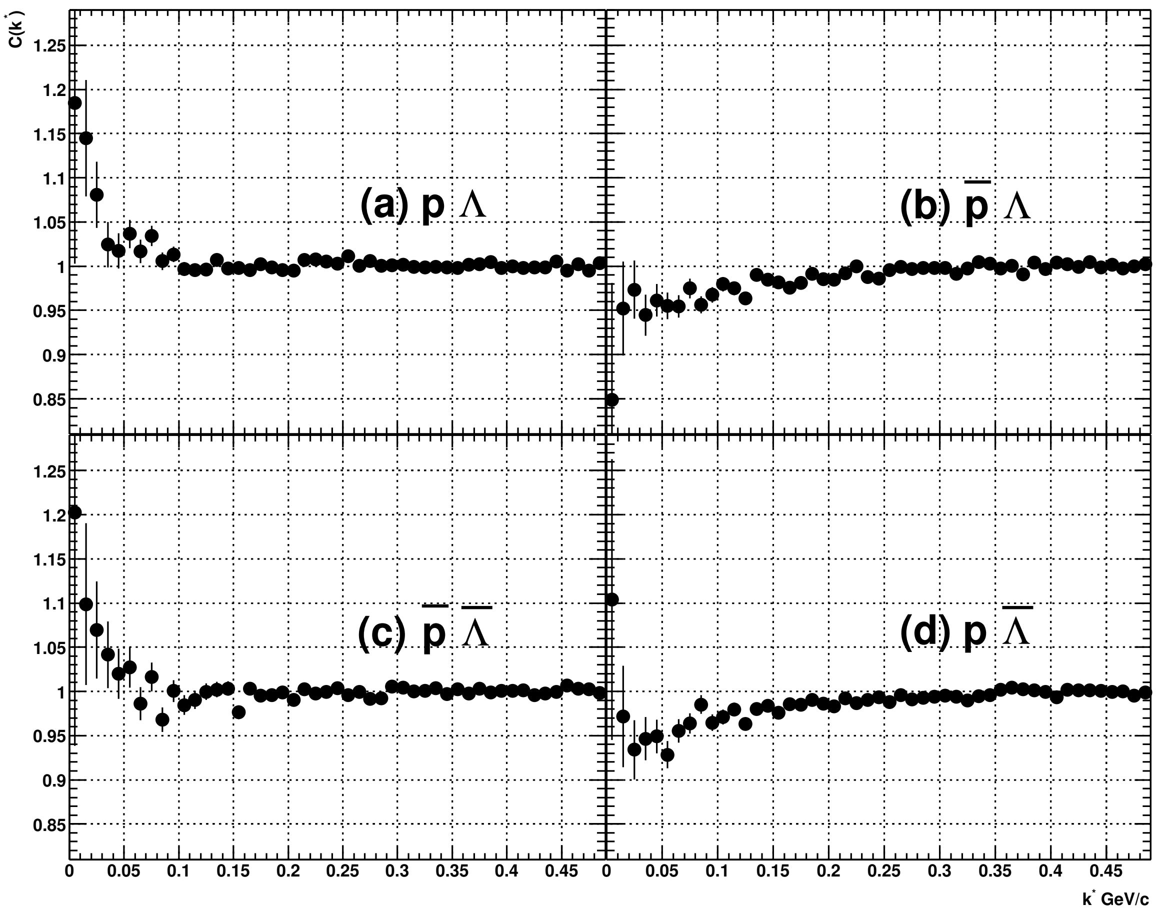

Figure 5.13: Fonctions de corrélation brutes extraites des données Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} =$ 200 GeV : (a) $p - \Lambda$, (b) $\overline{p} - \Lambda$, (c) $\overline{p} - \overline{\Lambda}$, (d) $p - \overline{\Lambda}$.

Chapitre 6

Estimation de la pureté

Les fonctions de corrélation ont été construites à partir d'échantillons de particules. Mais ces dernières peuvent être des produits de décroissance d'autres particules et tendent à modifier le signal observé lors des corrélations. Le but de ce chapitre est de déterminer la quantité de particules réellement corrélées afin de corriger les fonctions expérimentales. Dans ce chapitre, on évalue la fraction de particules primaires i.e. provenant directement du vertex primaire. Dans un premier temps, nous allons décrire les modèles qui ont été utilisés pour développer cette méthode. Puis la méthode pour estimer la fraction de particules primaires sera détaillée pour les lambdas, protons, anti-protons, et anti-lambdas. Ensuite, le calcul de la pureté des paires $p-\Lambda$, $\overline{p}-\overline{\Lambda}$, $\overline{p}-\Lambda$ et $p-\overline{\Lambda}$ sera expliqué. Enfin, la correction des fonctions de corrélation sera appliquée.

6.1 Une alternative au modèle HIJING

HIJING (Heavy Ion Jet INteraction Generator) [Wan91, Gyu94] modélise les collisions pp, pA et AA en utilisant la théorie QCD perturbative en tenant compte de la production de mini-jets. Les événements sont simulés en considérant les collisions AA comme une superposition de collisions nucléon-nucléon en utilisant le modèle de Glauber pour la géométrie des collisions [Ada03f].

La probabilité d'interaction pour les collisions binaires est calculée en utilisant la production de mini-jets modélisés par pQCD. Les partons ayant interagi de manière dure emportent une fraction de l'énergie mise en jeu. L'énergie restante est utilisée pour la formation de cordes excitées modélisant les processus mous. Ces cordes peuvent ensuite interagir à nouveau ou se désexciter. Après fragmentation, les hadrons produits n'interagissent plus, ni avec d'autres hadrons, ni avec des cordes, il n'y a plus de rediffusion.

Les événements générés par le modèle HIJING sont intégrés dans la simulation du détecteur STAR. La chaîne de reconstruction est appliquée à ces événements et les particules sont reconstruites. Puis les particules reconstruites et simulées sont associées. Il est possible de déterminer l'origine des particules, i.e. de savoir si la particule est un produit de décroissance ou si elle a été générée au freeze-out.

L'étude d'événements HIJING simulant des événements Au-Au à 200 GeV a été effectuée. Les taux de production des différentes particules contaminant les échantillons de p, $\overline{p}$, Λ et $\overline{\Lambda}$ ont été comparés aux données expérimentales.

Plusieurs problèmes sont apparus. Les distributions en impulsion transverse prédites par HIJING étaient en désaccord avec les données. Une renormalisation fut impossible étant donné que le nombre de particules primaires était inconnu et représentait le but de cette analyse. De plus, en ce qui concerne les Λ et les $\overline{\Lambda}$, le taux de production était faible et des événements supplémentaires auraient été nécessaires. Mais l'augmentation du nombre d'événements simulés n'était pas une priorité pour la collaboration STAR.

Pour pallier à ce problème, Il a donc été décidé d'élaborer une nouvelle méthode basée sur les prédictions du modèle thermique de P. Braun-Munzinger *et al* [Bra96, Bra99, Bra01] et les taux de production de particules déjà mesurés par la collaboration STAR.

6.2 Le modèle thermique de P. Braun-Munzinger *et al* [Bra96, Bra99, Bra01]

Le modèle thermique utilisé s'inscrit dans le cadre des études des collisions d'ions lourds ultra-relativistes. Ce modèle étudie les différentes étapes de la formation du PQG dont la phase d'hadronisation. La source de particules est supposée être en équilibre thermique et chimique jusqu'au freeze-out. Ce modèle est basé sur le modèle statistique et plus précisément sur l'ensemble grand canonique décrivant les densités de particules dans un système équilibré (équation 6.1). Les deux variables indépendantes constituant les paramètres du modèle sont la température (T) et la potentiel chimique (μ_B).

$$n_i = \frac{g_i}{2\pi^2} \int_0^\infty \frac{p^2\,\mathrm{d}p}{e^{(E_i(p)-\mu_i)/T} \pm 1} \tag{6.1}$$

avec n_i la densité de particules, g_i la dégénérescence de spin, $\hbar$ = c = 1, p l'impulsion, E l'énergie totale, et le potentiel chimique $\mu_i = \mu_B B_i - \mu_S S_i - \mu_{I_3} I_i^3$. Le potentiel chimique s'exprime en fonction des nombres quantiques baryoniques (B_i), étranges (S_i) et des trois composantes de l'isospin (I_i^3) pour la particule d'espèce i.

Le volume V, le potentiel chimique étrange μ_S et le potentiel chimique d'isospin μ_{I_3} sont fixés par les lois de conservation. Les différentes interactions entre les particules sont prises en compte afin de déterminer une équation d'état réaliste. Après une production thermique des résonances et des particules lourdes, ces dernières décroissent en contribuant aux taux de production des mésons et des baryons. Les rapports des taux de production des particules lors de collisions Pb+Pb aux énergies du SPS ainsi que lors de collisions Au+Au (à $\sqrt{s_{NN}}$ = 130 GeV et à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV) au RHIC sont très bien reproduits (figure 6.1). Cependant les mécanismes de production de certaines résonances ne sont pas complètement compris, ce qui limite le pouvoir prédictif de ce modèle.

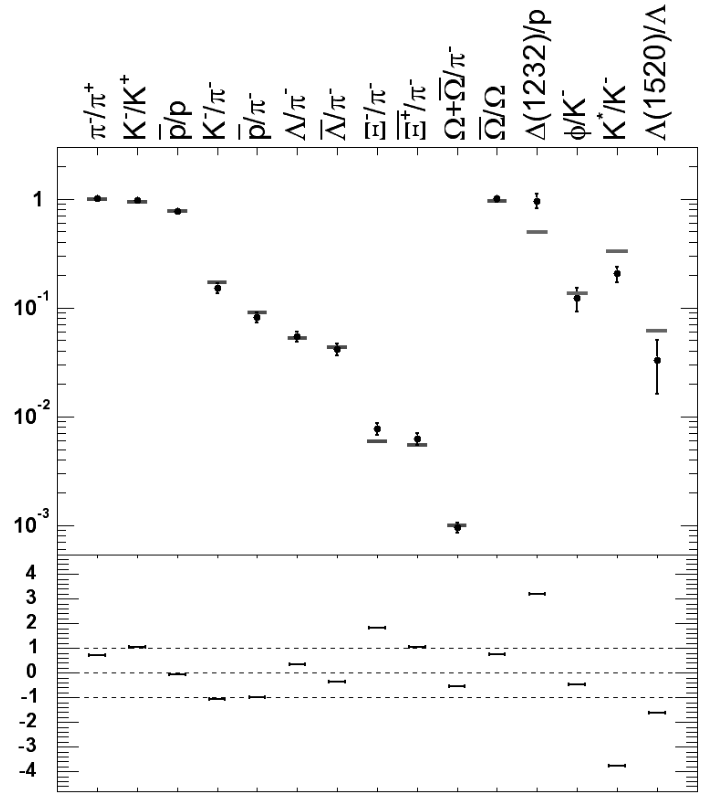

Figure 6.1: Rapport des taux de production de particules lors de collisions centrales Au+Au à $\sqrt{s_{s_{NN}}}$ = 200 GeV (point)[QM04] et prédictions du modèle thermique (tiret)[Mag02, Bra04]. Dans le cadre inférieur est représenté l'écart entre le modèle thermique et les données expérimentales.

Les valeurs de température (T = 160 MeV) et le potentiel chimique (μ_B = 25MeV) obtenues lors de l'ajustement sont compatibles avec une phase mixte composée d'un gaz hadronique et d'un PQG.

6.3 Le modèle Blast Wave

Le modèle Blast Wave paramétrise la dynamique des collisions d'ions lourds ultra-relativistes en s'inspirant de modèles hydrodynamiques [Sch93, Tea01, Ret03]. Huit paramètres sont inclus dans le modèle Blast Wave : T, ρ_a,ρ_0, R_x, R_y a_s, τ_0 et $\Delta\tau$. Ces

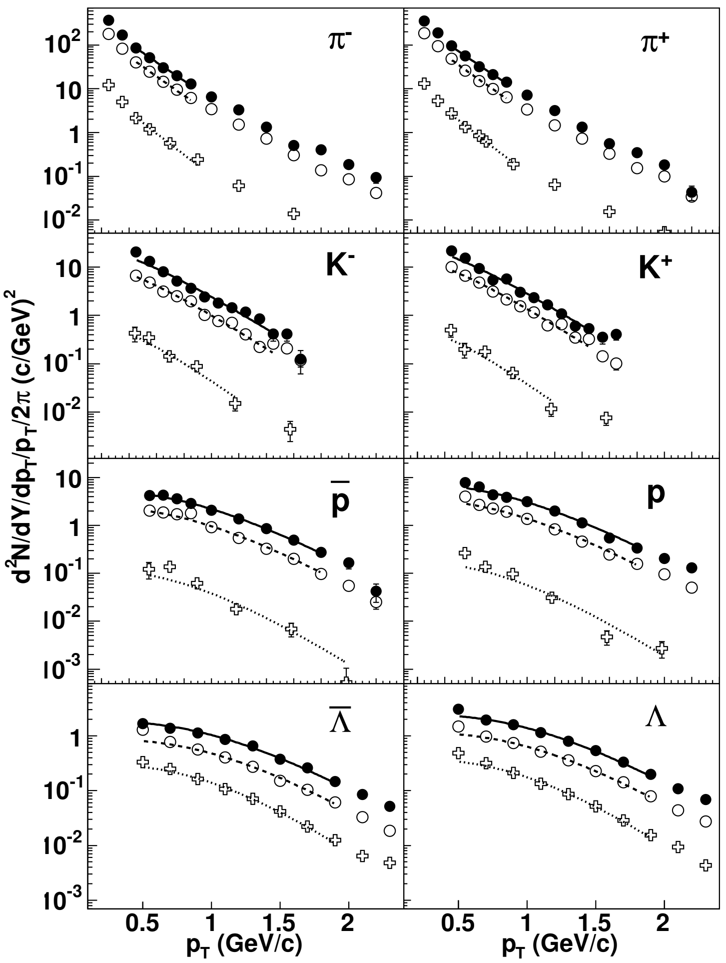

Figure 6.2: Comparaison des données avec les calculs du modèle Blast Wave pour différentes centralités. Les points correspondent aux données centrales, les cercles aux données mi-périphériques et les croix aux données périphériques [Ret03].

paramètres sont définis dans la suite. La source de particules au freeze-out est représentée par une coque elliptique dans le plan perpendiculaire à l'axe z du faisceau et caractérisée par les dimensions R_x et R_y. La surface de diffusion de la source est représentée par le paramètre a_s. Les particules sont émises en un point de l'espace (x,y,z) à une température T fixée et sont propulsées par un boost en rapidité transverse $\rho(x, y)$. Ce flot dépend linéairement du rayon de l'ellipse normalisé et propulse toutes les particules à la même rapidité maximale, constituant le flot ρ_0. Le paramètre ρ_a prend en compte la force du boost du flot en fonction de l'angle azimutal, phénomène observé lors de collisions centrales. Les spectres aux faibles impulsions transverses (figure 6.2), le flot elliptique, ainsi que les rayons de source extraits des analyses d'interférométrie pour les pions sont très bien reproduits.

Lors de l'étude de la pureté, nous allons utiliser le modèle Blast Wave afin de paramètriser les spectres en impulsion transverse. Pour les collisions centrales, le flot anisotropique est nul ($\rho_a = 0$, R_x=R_y). On ne va donc prendre en considération que la sensibilité des spectres vis-à-vis de la température T et du flot radial ρ_0.

6.4 La méthode de l'embedding

Le nombre de particules reconstruites par le détecteur STAR est inférieur au nombre de particules produites lors de la collision, parce que le détecteur n'est pas parfait. En effet, la couverture angulaire n'est pas totale et la résolution n'est pas infinie.

Il est essentiel de connaître l'efficacité de reconstruction des différentes particules par le détecteur STAR lors de l'estimation de la fraction de particules primaires.

La technique de l'embedding utilisée par la collaboration consiste à intégrer des particules simulées au sein d'un événement réel. Lors de la reconstruction des particules, le bruit lié à la multiplicité des traces chargées est très bien reproduit car identique à l'environnement réel.

Ce processus se déroule en plusieurs étapes. Dans un premier temps, les particules sont simulées à l'aide du générateur GENTX, puis leur passage à l'intérieur du détecteur est simulé par GEANT. Lors de cette étape, les particules décroissent selon le mode de désintégration choisi. Au cours de la troisième étape, les informations liées aux particules simulées sont intégrées à un événement réel. L'événement résultant est alors reconstruit, et la dernière étape consiste à associer les particules simulées aux particules reconstruites.

C'est en comparant le nombre de particules reconstruites et le nombre de particules générées que l'on évalue l'efficacité du détecteur.

6.5 La fraction des lambdas primaires

Les sources de contamination possibles des Λ proviennent des produits de décroissance par interaction faible ou par désintégration électromagnétique des résonances créées lors de la collision (tableau 6.1).

Dans ce qui suit, $dN_{X\to\Lambda}/dp_t d\mathbf{y}$ représente le nombre de Λ issus de la décroissance de la particule X, $E_{X\to\Lambda}$ représente l'efficacité de la reconstruction d'un tel Λ. Ces variables dépendent de l'impulsion transverse des Λ (p_t) et de la rapidité ($\mathbf{y}$). Pour simplifier l'écriture $dN_{X\to\Lambda}/dp_t d\mathbf{y}$ sera noté $N_{X\to\Lambda}$.

Si $X = \Lambda$, $N_{\Lambda\to\Lambda}$ est le nombre de Λ primaires. $E_{\Lambda\to\Lambda}$ est l'efficacité de la reconstruction d'un Λ primaire.

	Particule	$c\tau$ (cm)	Produits	BR (%)	Efficacité de reconstruction Λ
1	Ξ^-	4.91	$\Lambda + \pi^-$	99.89	$E_{\Xi^- \to \Lambda}$
2	Ξ^0	8.71	$\Lambda + \pi^0$	99.51	$E_{\Xi^0 \to \Lambda}$
3	Σ^0	2.22×10^{-13}	$\Lambda + \gamma$	100.00	$E_{\Sigma^0 \to \Lambda}$
4	Ω^-	2.46	$\Lambda + K^-$	67.80	$E_{\Omega^- \to \Lambda}$
5	Λ	7.89	p + π^-	63.90	$E_{\Lambda \to \Lambda}$

Tableau 6.1: Résumé des propriétés des particules contenues dans l'échantillon de Λ. BR est le rapport d'embranchement.

Le nombre de Λ reconstruits est déterminé lors de l'analyse interférométrique, $N_{\Lambda S}$ s'écrit en fonction de l'impulsion transverse (p_t) du Λ, voir l'équation (6.2).

$$\begin{aligned} N_{\Lambda S}(p_t) &= E_{\Lambda\to\Lambda}(p_t)\ N_{\Lambda\to\Lambda}(p_t) \\ &+ \sum_{X\neq\Lambda} E_{X\to\Lambda}(p_t) N_{X\to\Lambda}(p_t) \end{aligned} \tag{6.2}$$

La fraction de Λ primaires, P_Λ, a pour expression l'équation (6.3) :

$$P_\Lambda(p_t) = \frac{E_{\Lambda\to\Lambda}(p_t) N_{\Lambda\to\Lambda}(p_t)}{N_{\Lambda S}(p_t)} \tag{6.3}$$

• Le terme principal qu'il faut déterminer est :

$$E_{\Lambda\to\Lambda}(p_t) N_{\Lambda\to\Lambda}(p_t) \tag{6.4}$$

• Pour les Λ issus des Ξ^- :

Puisque la masse du Ξ^- (1.321 GeV) est proche de la masse des Λ (1.115 GeV), on suppose que le spectre en impulsion transverse pour les Λ issus des Ξ^-, est le même que le spectre en impulsion transverse des Ξ^-.

$$E_{\Xi^-\to\Lambda}(p_t) N_{\Xi^-\to\Lambda}(p_t) = E_{\Xi^-\to\Lambda}(p_t) \times 99.89\% \times N_{\Xi^-}(p_t) \tag{6.5}$$

• Pour les Λ issus des Ξ^0 :

On suppose $\Xi^0/\Xi^- = 1.0$ puisque le contenu en quarks n'est différent que par l'intermédiaire des quarks u et d ($\Xi^0, uss; \Xi^-, dss$).

Les approximations précédentes nous permettent d'écrire :

$$E_{\Xi^0\to\Lambda}(p_t) N_{\Xi^0\to\Lambda}(p_t) = E_{\Xi^0\to\Lambda}(p_t) \times 99.51\% \times N_{\Xi^-}(p_t) \tag{6.6}$$

avec N_{Ξ^-}, le spectre en impulsion des Ξ^- mesuré par la collaboration STAR [Ada03h].

• Pour les Λ issus des Σ^0 :

Afin d'avoir une estimation du spectre en impulsion transverse des Σ^0, on considère le rapport $\Sigma^0/\Lambda = 0.7$ qui correspond à une prédiction du modèle thermique (paragraphe 6.2).

De plus, puisque le $c\tau$ des Σ^0 est très petit par rapport au $c\tau$ des Λ, on considère les Λ issus de cette résonance comme des Λ primaires, par conséquent :

$$E_{\Sigma^0\to\Lambda}(p_t) = E_{\Lambda\to\Lambda}(p_t) \tag{6.7}$$

A l'aide des approximations précédentes :

$$E_{\Sigma^0\to\Lambda}(p_t)N_{\Sigma^0\to\Lambda}(p_t) = E_{\Lambda\to\Lambda}(p_t) \times 0.7 \times N_{\Lambda\to\Lambda}(p_t) \tag{6.8}$$

• Pour les Λ issus des Ω^- :

On compare le taux de production des Ω^- lors de collisions Au+Au à 130 GeV [Ada03g] par rapport au taux de production des Ξ^-, et en supposant $E_{\Omega^-\to\Lambda} = E_{\Xi^-\to\Lambda}$, on conclut, en tenant compte des rapports d'embranchement, que l'on peut négliger le terme $E_{\Omega^-\to\Lambda}N_{\Omega^-\to\Lambda}$ devant $E_{\Xi^-\to\Lambda}N_{\Xi^-\to\Lambda}$. En effet :

$$\frac{E_{\Omega^-\to\Lambda}N_{\Omega^-\to\Lambda}}{E_{\Xi^-\to\Lambda}N_{\Xi^-\to\Lambda}} = 0.18 \tag{6.9}$$

Ceci conduit à :

$$\begin{aligned} N_{\Lambda S}(p_t) &= 1.7 \times E_{\Lambda\to\Lambda}(p_t)N_{\Lambda\to\Lambda}(p_t) \\ &+ (0.9989E_{\Xi^-\to\Lambda}(p_t) + 0.9951E_{\Xi^0\to\Lambda}(p_t))N_{\Xi^-}(p_t) \end{aligned} \tag{6.10}$$

On détermine $N_{\Lambda\to\Lambda}(p_t)$ à partir de N_Λ mesurés par la collaboration STAR [Adl02]. Ainsi N_Λ s'exprime en fonction de $E_{\Lambda\to\Lambda}(p_t)$ et $N_{\Lambda S}(p_t)$:

$$N_\Lambda(p_t) = \frac{N_{\Lambda S}(p_t)}{E_{\Lambda\to\Lambda}(p_t)} \tag{6.11}$$

$$N_{\Lambda\to\Lambda}(p_t) = \frac{N_\Lambda(p_t) - K(p_t) * N_{\Xi^-}(p_t)}{1.7} \tag{6.12}$$

La fraction de Λ primaires devient :

$$P_\Lambda(p_t) = \frac{1.}{1.7} - K(p_t)\frac{N_{\Xi^-}(p_t)}{N_\Lambda(p_t)} \tag{6.13}$$

avec :

$$K(p_t) = \frac{0.9989E_{\Xi^-\to\Lambda}(p_t) + 0.9951E_{\Xi^0\to\Lambda}(p_t)}{E_{\Lambda\to\Lambda}(p_t)} \tag{6.14}$$

On constate que la fraction des Λ primaires dépend de trois efficacités. Dans ce qui suit, on explique comment sont calculées ces efficacités.

$\diamond$ $E_{\Xi^- \to \Lambda}$

Cette efficacité est calculée à partir de la technique de l'embedding appliquée aux Ξ^-.

On sélectionne les Ξ^- associés. On détermine le spectre en impulsion transverse des Λ, issus des Ξ^-, subissant les mêmes critères de sélection que les Λ utilisés lors de la construction des fonctions de corrélation. Puis on détermine le spectre en impulsion transverse de tous les Λ issus des Ξ^- associés. Le rapport de ces deux spectres donne le spectre de la valeur de $E_{\Xi^- \to \Lambda}$ (figure 6.3). L'efficatité de reconstruction des Λ primaires atteint 15%. L'efficacité de reconstruction des Λ issus de Ξ^- chute de 15% à 8% à cause de la sélection sur le DCA du Λ au vertex primaire. En effet les Ξ^- se désintègrent à 4.91 cm du vertex primaire, ce qui implique que le DCA des Λ (issus de Ξ^-) au vertex primaire a une valeur plus élevée que celui des Λ primaires.

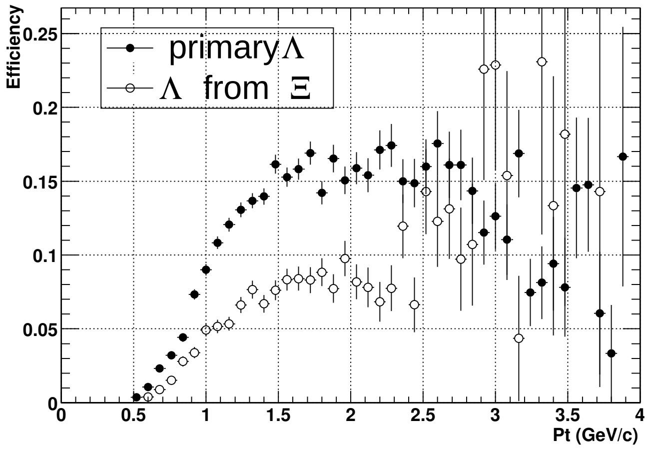

Figure 6.3: Efficacité de reconstruction des Λ primaires (points) comparée à l'efficacité de reconstruction des Λ issus de Ξ^- (cercles). Le fait que l'efficacité de reconstruction des Λ issus des Ξ^- soit très inférieure à l'efficacité de reconstruction des Λ primaires provient de la coupure sur le DCA du Λ au vertex primaire appliquée aux Λ.

$\diamond$ $E_{\Xi^0 \to \Lambda}$

$E_{\Xi^0 \to \Lambda}$ est inconnu car les Ξ^0 ne sont pas détectés par le détecteur STAR. Dans le paragraphe suivant, on considère $E_{\Xi^0 \to \Lambda}$ comme un paramètre.

La fraction de Λ primaires reste inchangée lors des trois suppositions suivantes :
- $E_{\Xi^0 \to \Lambda} = E_{\Lambda \to \Lambda}$, ce qui est très peu probable d'après l'étude précédente sur $E_{\Xi^- \to \Lambda}$.
- $E_{\Xi^0 \to \Lambda} = E_{\Xi^- \to \Lambda}$, ce qui est un peu plus réaliste mais probablement faux car $c\tau_{\Xi^0} = 2.c\tau_{\Xi^-}$
- $E_{\Xi^0 \to \Lambda} = 1./2. * E_{\Xi^- \to \Lambda}$, ce qui est une approximation plus pessimiste car $E_{\Xi^0 \to \Lambda}$ est alors de l'ordre de 4%.

En comparant la fraction de Λ primaires calculée à partir de ces trois hypothèses on peut conclure que l'incertitude sur $E_{\Xi^0 \to \Lambda}$ entraîne une erreur systématique de 8% sur la fraction de Λ primaires.

$\diamond$ $E_{\Lambda \to \Lambda}$

$E_{\Lambda \to \Lambda}$ est calculée en utilisant la technique de l'embedding appliquée aux Λ.

Cette efficacité est calculée à partir des Λ associés.

On effectue le rapport des spectres en impulsion transverse des Λ ayant passé les coupures sur le spectre en impulsion transverse de tous les Λ associés (figure 6.3).
La fraction de Λ primaires dépend de deux spectres en impulsion transverse.

$\star$ N_Λ

N_Λ est extrait de [Adl02] et représenté sur la figure 6.4. Ce spectre en impulsion transverse a été réalisé par la collaboration STAR pour des événements Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV dont la multiplicité représente 0-10% de la centralité. Les corrections liées au feed-down ne sont pas incluses.

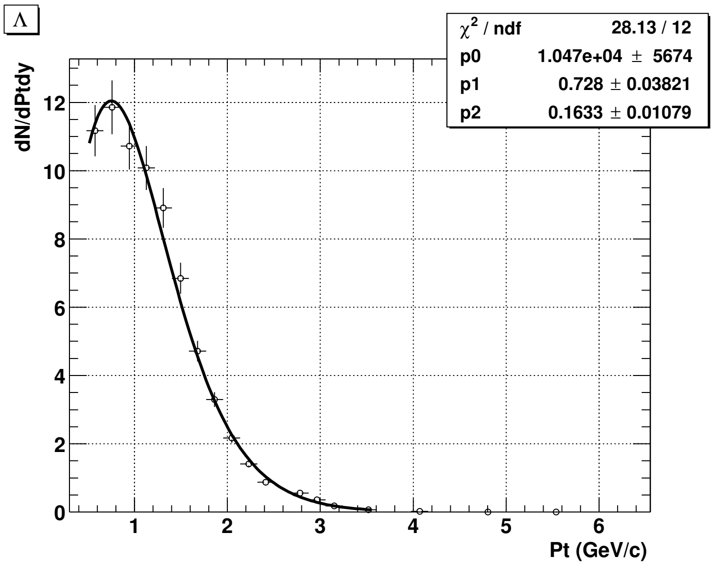

Figure 6.4: Distribution en impulsion transverse des Λ (N_Λ) en fonction de l'impulsion transverse des Λ. Les données sont extraites d'études effectuées par la collaboration STAR [Adl02], l'ajustement est effectué avec le modèle Blast Wave. Les paramètres p0, p1, p2 correspondent respectivement au facteur de normalisation, au flot radial ρ_0 et à la température T.

$\star$ N_{Ξ^-}

N_{Ξ^-} extrait de [Adl02] et représenté sur la figure 6.5. Ce spectre en impulsion transverse a été obtenu lors de l'analyse des événements Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV dont la multiplicité représente 0-10% de la centralité. Les corrections liées au feed-down ne sont pas prises en compte.

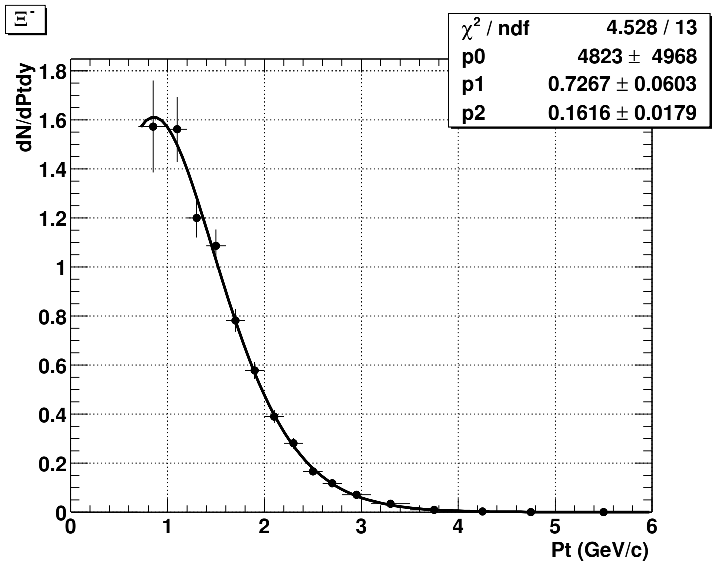

Figure 6.5: Distribution de l'impulsion transverse des Ξ^- (N_{Ξ^-}) et ajustement avec le modèle Blast Wave. L'impulsion transverse des Ξ^- est supposée égale à l'impulsion transverse des Λ car la différence de masse est faible. Les paramètres p0, p1, p2 correspondent respectivement au facteur de normalisation, au flot radial ρ_0 et à la température T.

La fraction de Λ primaires calculée (P_Λ, voir équation (6.15)) est ajustée par une droite (figure 6.6). On remarque que la fraction de Λ primaires décroit en fonction de l'impulsion transverse.

$$P_\Lambda = p2 \times p_t^2 + p1 \times p_t + p0 \tag{6.15}$$

où p2, p1 and p0 sont des paramètres, p_t est l'impulsion transverse des Λ. La fraction de lambdas primaires est 44% (figure 6.6).

6.6 La fraction de protons primaires

Les sources de contaminations des protons sont décrites dans le tableau 6.2. Les produits de décroissance des Ω^- sont négligés puisque leur taux de production est faible par rapport aux autres contributions [Ada03g]. Les réinteractions des kaons et des neutrons avec la matière donnant lieu à la création des protons sont négligées. En effet, l'étude de simulations HIJING permet d'estimer leur contribution respective à 2% et 1%, ce qui est négligeable par rapport à la contribution prédite pour les pions qui est de 10%. La contamination provenant des pions est extraite de l'étude des prédictions du modèle HIJING

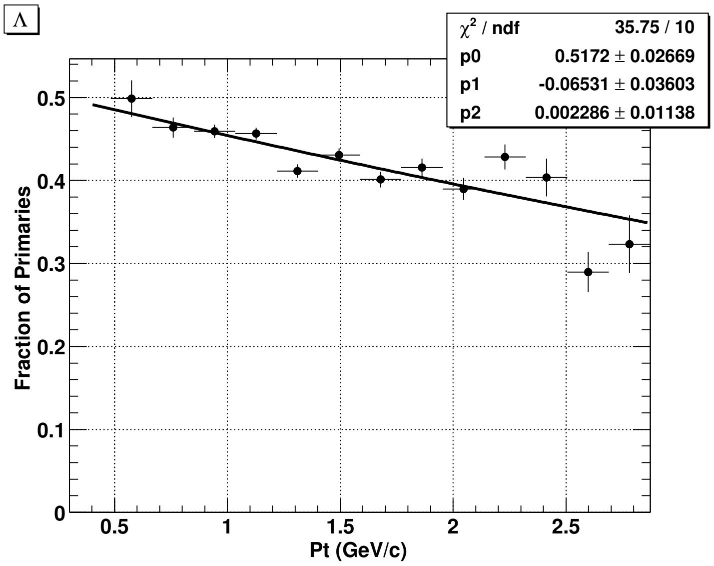

Figure 6.6: La fraction de Λ primaires P_Λ calculée et ajustée par la fonction : $P_\Lambda = p2 \times p_t^2 + p1 \times p_t + p0$. p2, p1 et p0 sont des paramètres, p_t est l'impulsion transverse des Λ.

et donne une estimation du terme $E_{\pi\to p}N_\pi$. On utilise la même convention pour les efficacités que dans le paragraphe 6.5. La présente étude est effectuée pour les protons dont l'impulsion transverse est supérieure à 0.4 GeV/c afin de s'affranchir d'une contamination importante due à la réinteraction des pions avec la matière.

	Particule	$c\tau$ (cm)	Produits	B.R. (%)	Efficacité de reconstruction du p
1	Λ	7.89	p + π^-	63.90	$E_{\Lambda\to p}$
2	Ξ^-	+ 4.91	Λ + π^-	× 99.89	$E_{\Xi^-\to\Lambda\to p}$
3	Ξ^0	+ 8.71	Λ + π^0	× 99.51	$E_{\Xi^0\to\Lambda\to p}$
4	Σ^0	+ 2.22×10^{-13}	Λ + γ	× 100.00	$E_{\Sigma^0\to\Lambda\to p}$
5	Σ^+	2.40	p + π^0	51.57	$E_{\Sigma^+\to p}$
6	π	tube faisc.	p + X	-	$E_{\pi\to p}$
7	p	-	-	-	$E_{p\to p}$

Tableau 6.2: Résumé des propriétés des particules contenues dans l'échantillon de protons. BR est le rapport d'embranchement.

Le nombre de protons utilisés lors de l'analyse d'interférométrie (N_{pS}) s'écrit en fonction de l'impulsion transverse des protons (p_t) :

$$\begin{aligned} N_{pS}(p_t) &= E_{p\to p}(p_t)N_{p\to p}(p_t) \\ &+ \sum_{X\neq p} E_{X\to p}(p_t)N_{X\to p}(p_t) \end{aligned} \tag{6.16}$$

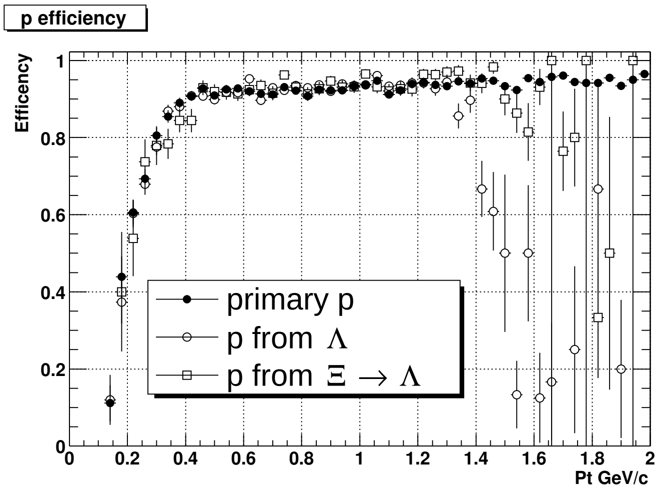

Figure 6.7: Comparaison de l'efficacité de reconstruction des protons primaires (points), des protons issus de Λ (cercles) et des protons issus de Λ, eux-mêmes provenant de la désintégration de Ξ^- (carrés). p_t est l'impulsion transverse des protons.

- Le terme principal qu'il faut évaluer :

$$E_{p\to p}(p_t)N_{p\to p}(p_t) \tag{6.17}$$

- Pour $E_{\Sigma^0\to\Lambda\to p}$

Puisque le $c\tau$ du Σ^0 est très petit par rapport au $c\tau$ des autres particules participant à la contamination, on considère les Λ provenant des Σ^0 comme des Λ primaires.

$$E_{\Sigma^0\to\Lambda\to p} = E_{\Lambda\to p} \tag{6.18}$$

- Pour $E_{\Xi^-\to\Lambda\to p}$

Les efficacités $E_{\Lambda\to p}$, $E_{\Xi^-\to\Lambda\to p}$ et $E_{p\to p}$ sont représentées sur la figure 6.7. En comparant ces efficacités on peut en déduire qu'elles sont identiques sur l'intervalle $0.4 < p_t < 1.1$ GeV/c.Ainsi l'hypothèse suivante est valide :

$$E_{\Xi^-\to\Lambda\to p} = E_{\Lambda\to p} \tag{6.19}$$

- Pour $E_{\Xi^0\to\Lambda\to p}$

D'après les résultats de l'étude de $E_{\Xi^-\to\Lambda}$ dans le paragraphe 6.5 concernant la fraction de Λ primaires, on peut supposer :

$$E_{\Xi^0\to\Lambda\to p} = E_{\Xi^-\to\Lambda\to p} \tag{6.20}$$

• Pour $E_{\Sigma^+\to p}$

Il faut maintenant estimer l'efficacité de reconstruction des protons provenant de Σ^+. Supposons :

$$E_{\Sigma^+\to p} = E_{p\to p} \tag{6.21}$$

Cette hypothèse est valide car $E_{\Lambda\to p}$ est identique à $E_{p\to p}$ (figure 6.7). De plus, le $c\tau$ du Σ^+ est plus petit que celui des Λ. Enfin, la trajectoire des Σ^+ se courbe à cause du champ magnétique, ainsi les protons issus des Σ^+ ressemblent encore plus à des protons primaires que les protons issus de Λ.

L'incertitude sur la fraction de protons primaires liée à l'incertitude sur $E_{\Sigma^+\to p}$ est de 8%.

• Pour $N_{\Sigma^+\to p}$

Ce terme n'est pas mesuré. On utilise les prédictions du modèle thermique (paragraphe 6.2) pour évaluer $\frac{\Sigma^+}{p}$:

$$\begin{aligned}
\frac{\Sigma^+}{p} &= \frac{\Sigma^+}{\Lambda}\times\frac{\Lambda}{p} && (6.22)\\
&= 0.7\times 0.58 && (6.23)\\
\frac{\Sigma^+}{p} &= 0.4 && (6.24)
\end{aligned}$$

En utilisant le rapport d'embranchement on obtient :

$$\begin{aligned}
N_{\Sigma^+\to p} &= 0.4\times 0.5157 N_{p\to p} && (6.25)\\
N_{\Sigma^+\to p} &= 0.2 N_{p\to p} && (6.26)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
N_{pS}(p_t) &= E_{\Lambda\to p}(p_t)\times 0.64\times N_\Lambda(p_t)\\
&+ E_{p\to p}(p_t)(N_{p\to p}(p_t)+N_{\Sigma^+\to p}(p_t))\\
&+ E_{\pi\to p}N_\pi(p_t)
\end{aligned} \tag{6.27}$$

$$\begin{aligned}
N_{pS}(p_t) &= E_{\Lambda\to p}(p_t)\times 0.64\times N_\Lambda(p_t)\\
&+ E_{p\to p}(p_t)\times 1.2\times N_{p\to p}(p_t)\\
&+ E_{\pi\to p}N_\pi(p_t)
\end{aligned} \tag{6.28}$$

La fraction de protons primaires est définie par l'équation (6.29).

$$P_p(p_t) = \frac{E_{p\to p}(p_t)N_{p\to p}(p_t)}{N_{pS}(p_t)} \tag{6.29}$$

$$P_p(p_t) = \frac{N_{p\to p}(p_t)}{K_1(p_t)N_\Lambda(p_t) + 1.2N_{p\to p}(p_t) + K_2(p_t)E_{\pi\to p}N_\pi(p_t)} \tag{6.30}$$

avec :

$$K_1(p_t) = \frac{0.64E_{\Lambda\to p}(p_t)}{E_{p\to p}(p_t)} \tag{6.31}$$

$$K_2(p_t) = \frac{1.}{E_{p\to p}(p_t)} \tag{6.32}$$

En exprimant N_p [Ada03h] en fonction de $E_{p\to p}$ et N_{pS} on obtient :

$$N_p(p_t) = \frac{N_{pS}(p_t)}{E_{p\to p}(p_t)} \tag{6.33}$$

$$= 1.2 \times N_{p\to p}(p_t) \tag{6.34}$$

$$+ \frac{E_{\Lambda\to p}(p_t) \times 0.64 \times N_\Lambda(p_t) + E_{\pi\to p}N_\pi(p_t)}{E_{p\to p}(p_t)}$$

alors :

$$N_{p\to p}(p_t) = \frac{1.}{1.2}(N_p(p_t) - K_1(p_t)N_\Lambda(p_t) - K_2(p_t)E_{\pi\to p}N_\pi(p_t)) \tag{6.35}$$

On suppose que l'efficacité de reconstruction des protons lors de la construction du spectre en impulsion transverse des protons est la même que l'efficacité de reconstruction des protons lors de l'analyse d'interférométrie. La fraction de protons primaires devient l'équation (6.36).

$$P_p(p_t) = \frac{N_p(p_t) - K_1(p_t)N_\Lambda(p_t) - K_2(p_t)E_{\pi\to p}N_\pi(p_t)}{1.2N_p(p_t)} \tag{6.36}$$

avec :

$$K_1(p_t) = \frac{0.64 \times E_{\Lambda\to p}(p_t)}{E_{p\to p}(p_t)} \tag{6.37}$$

$$K_2(p_t) = \frac{1.}{E_{p\to p}(p_t)} \tag{6.38}$$

La fraction de protons primaires dépend alors de deux efficacités, $E_{\Lambda\to p}$ et $E_{p\to p}$, calculées à partir de la technique d'embedding appliquée aux Λ et aux protons.

La fraction de protons primaires dépend de trois spectres en impulsion transverse. Dans la suite, on détaille comment ces spectres sont obtenus.

$\star$ Pour N_p

N_p, la distribution en impulsion transverse des protons, est représentée sur la figure 6.8 [Ada03h], p_t est l'impulsion transverse des protons. Ce spectre en impulsion transverse a été obtenu lors de l'analyse des événements Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV dont la multiplicité représente 0-10% de la centralité. Les corrections liées au feed-down ne sont pas prises en compte.

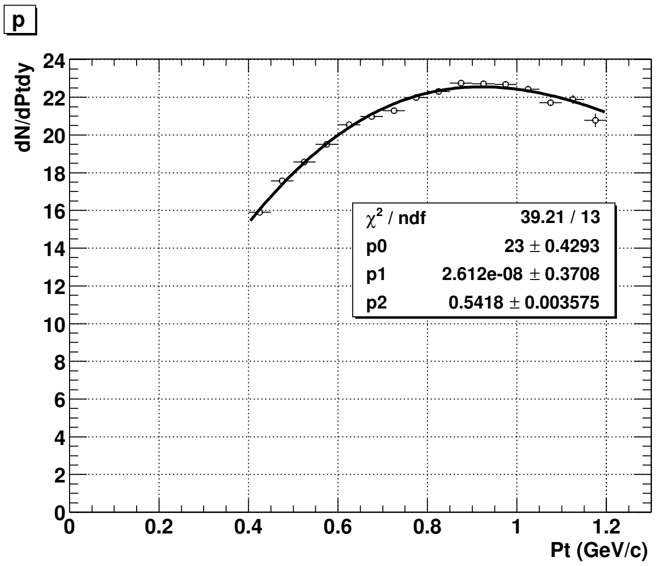

Figure 6.8: Distribution en impulsion transverse des protons et ajustement par le modèle Blast Wave. p_t est l'impulsion transverse des protons. Les paramètres p0, p1, p2 correspondent respectivement au facteur de normalisation, au flot radial ρ_0 et à la température T.

$\star$ Pour N_Λ

N_Λ est le spectre en impulsion transverse des Λ (figure 6.4), il est représenté sur la figure 6.9 en fonction de l'impulsion transverse des protons issus de Λ.

$\star$ Pour $E_{\pi\to p}N_\pi$

$E_{\pi\to p}N_\pi$ est le spectre en impulsion transverse des protons issus de pions tenant compte de l'efficacité de reconstruction de ces protons. Ce spectre est représenté sur la figure 6.10, p_t est l'impulsion transverse des protons.

La fraction de protons primaires étant estimée, elle est ajustée par l'équation :

$$P_p(p_t) = p2 * p_t^2 + p1 * p_t + p0 \tag{6.39}$$

où p2, p1 et p0 sont les paramètres et p_t l'impulsion transverse des protons.

On obtient la figure 6.11. On constate que 30-40% des protons sont issus de décroissance de lambda. Les protons issus de la ré-interaction de pions avec la matière contribuent de manière significative aux faibles impulsions transverses ($p_t < 0.4$ GeV/c). La fraction de protons primaires varie entre 40% et 60% sur l'intervalle $0.4 < p_t < 1.1$ GeV/c.

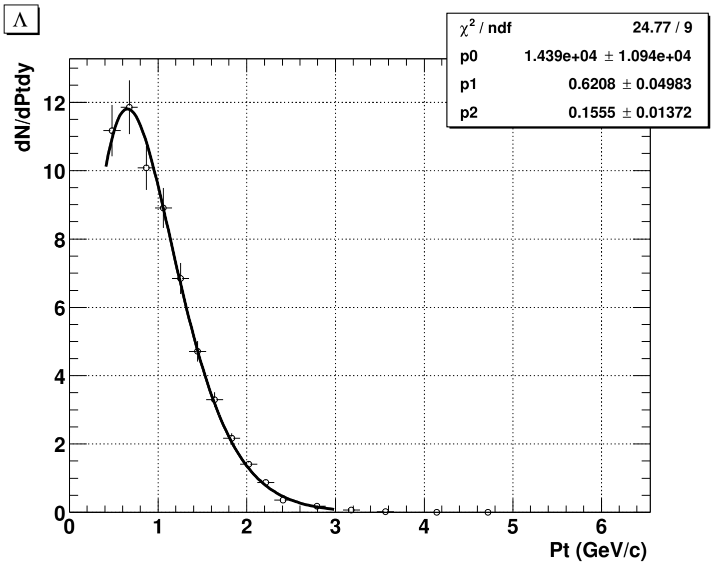

Figure 6.9: Taux de production des Λ et ajustement par le modèle Blast Wave. p_t est l'impulsion transverse des protons. Les paramètres p0, p1, p2 correspondent respectivement au facteur de normalisation, au flot radial ρ_0 et à la température T.

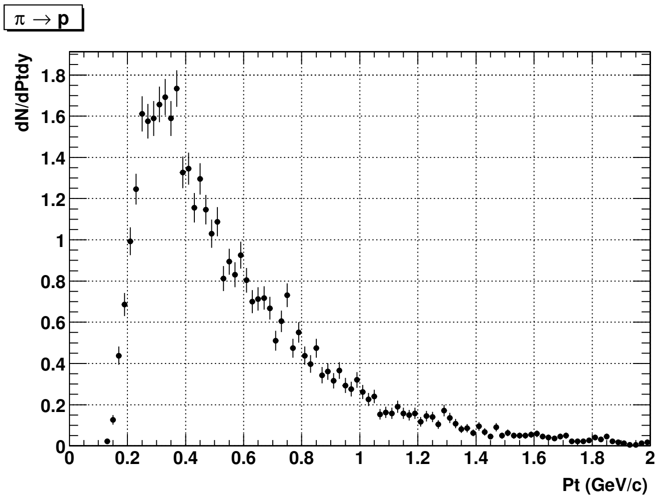

Figure 6.10: Spectre en impulsion transverse des protons issus de la réinteraction des pions avec la matière extrait du modèle HIJING tenant compte de l'efficacité de reconstruction de ces protons.

6.7 La fraction d'anti-protons primaires

Les sources de contamination des $\overline{p}$ sont répertoriées dans le tableau 6.3. On utilise la même convention pour les efficacités que dans le paragraphe 6.5.

$$
\begin{aligned}
N_{\overline{p}S}(p_t) &= E_{\overline{p}\to\overline{p}}(p_t) N_{\overline{p}\to\overline{p}}(p_t) \\
&+ \sum_{X\neq\overline{p}} E_{X\to\overline{p}}(p_t) N_{X\to\overline{p}}(p_t)
\end{aligned}
\tag{6.40}
$$

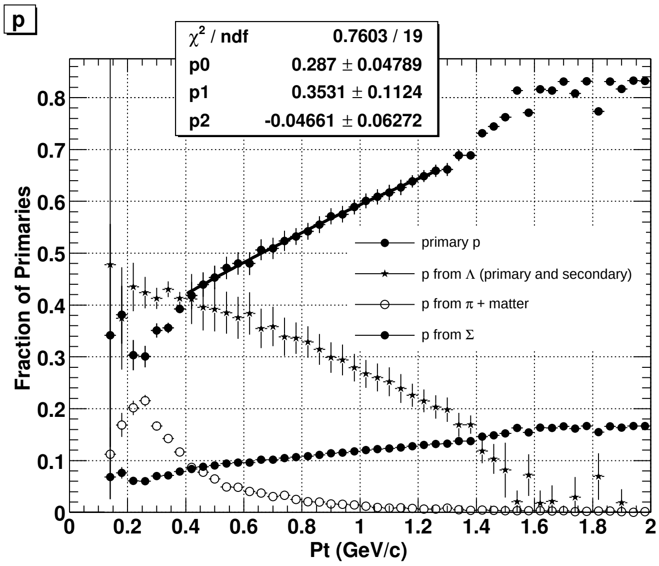

Figure 6.11: La fraction de protons primaires (points) et ajustement (droite). Les contaminations dues aux Λ (étoiles), aux pions (cercles) et aux Σ^0 sont représentées. Les protons issus de la désintégration des Λ dominent les autres contaminations.

	Particules	$c\tau$ (cm)	Produits	B. R. (%)	Efficacité de reconstruction des $\overline{p}$
1	$\overline{\Lambda}$	7.89	$\overline{p} + \pi^+$	63.90	$E_{\overline{\Lambda}\to\overline{p}}$
2	$\overline{\Xi^+}$	+ 4.91	$\overline{\Lambda} + \pi^+$	× 99.89	$E_{\overline{\Xi^+}\to\overline{\Lambda}\to\overline{p}}$
3	$\overline{\Xi^0}$	+ 8.71	$\overline{\Lambda} + \overline{\pi^0}$	× 99.51	$E_{\overline{\Xi^0}\to\overline{\Lambda}\to\overline{p}}$
4	$\overline{\Sigma^0}$	+ 2.22×10^{-13}	$\overline{\Lambda} + \gamma$	× 100.00	$E_{\overline{\Sigma^0}\to\overline{\Lambda}\to\overline{p}}$
5	$\overline{\Sigma^-}$	2.40	$\overline{p} + \overline{\pi^0}$	51.57	$E_{\overline{\Sigma^-}\to\overline{p}}$
6	$\overline{p}$	-	-	-	$E_{\overline{p}\to\overline{p}}$

Tableau 6.3: Résumé des propriétés des particules contenues dans l'échantillon de $\overline{p}$. BR est le rapport d'embranchement.

- Le terme principal à déterminer :

$$E_{\overline{p}\to\overline{p}}(p_t)N_{\overline{p}\to\overline{p}}(p_t) \tag{6.41}$$

- Pour $E_{\overline{\Sigma^0}\to\overline{\Lambda}\to\overline{p}}$

Puisque le $c\tau$ des $\overline{\Sigma^0}$ est très petit par rapport à celui des $\overline{\Lambda}$, on suppose que les $\overline{\Lambda}$ issus des $\overline{\Sigma^0}$ sont des $\overline{\Lambda}$ primaires.

$$E_{\overline{\Lambda}\to\overline{p}} = E_{\overline{\Sigma^0}\to\overline{\Lambda}\to\overline{p}} \tag{6.42}$$

- Pour $E_{\overline{\Xi^+}\to\overline{\Lambda}\to\overline{p}}$, $E_{\overline{\Xi^0}\to\overline{\Lambda}\to\overline{p}}$, $E_{\overline{\Lambda}\to\overline{p}}$

D'après l'étude sur les protons, on suppose : $E_{\overline{\Xi^+}\to\overline{\Lambda}\to\overline{p}} = E_{\overline{\Xi^0}\to\overline{\Lambda}\to\overline{p}} = E_{\overline{\Lambda}\to\overline{p}}$.

• Pour $E_{\overline{\Sigma^-}\to\overline{p}}$

Puisque le $c\tau$ des $\overline{\Sigma^-}$ est petit par rapport à celui des Λ, on suppose :

$$E_{\overline{\Sigma^-}\to\overline{p}} = E_{\overline{p}\to\overline{p}} \tag{6.43}$$

• Pour $E_{\overline{\Lambda}\to\overline{p}}$

On suppose $E_{\Lambda\to p} = E_{\overline{\Lambda}\to\overline{p}}$. Etant donné que les densités de traces positives et négatives dans le détecteur sont équivalentes, cette approximation est justifiée.

• Pour $N_{\overline{\Sigma^-}\to\overline{p}}$

On estime ce terme à l'aide du modèle thermique (paragraphe 6.2) car les $\overline{\Sigma^-}$ ne sont pas mesurés dans STAR. On évalue ainsi $\frac{\overline{\Sigma^-}}{\overline{p}}$:

$$\begin{aligned}
\frac{\overline{\Sigma^-}}{\overline{p}} &= \frac{\overline{\Sigma^-}}{\Sigma^+} \times \frac{\Sigma^+}{p} \times \frac{p}{\overline{p}} && (6.44)\\
&= 0.8 \times 0.4 \times 1/0.7 && (6.45)\\
&= 0.46 && (6.46)
\end{aligned}$$

En utilisant le rapport d'embranchement :

$$N_{\overline{\Sigma^-}\to\overline{p}} = 0.5157 \times 0.46 = 0.24 N_{\overline{p}\to\overline{p}}. \tag{6.47}$$

$$N_{\overline{p}S}(p_t) = E_{\overline{\Lambda}\to\overline{p}}(p_t) \times 0.64 \times N_{\overline{\Lambda}}(p_t) + 1.24 E_{\overline{p}\to\overline{p}}(p_t) N_{\overline{p}\to\overline{p}}(p_t) \tag{6.48}$$

La fraction de $\overline{p}$ primaires est définie par l'équation (6.49).

$$\begin{aligned}
P_{\overline{p}}(p_t) &= \frac{E_{\overline{p}\to\overline{p}}(p_t) N_{p\to p}(p_t)}{N_{\overline{p}S}(p_t)} && (6.49)\\
P_{\overline{p}}(p_t) &= \frac{E_{\overline{p}\to\overline{p}}(p_t) N_{p\to p}(p_t)}{E_{\overline{\Lambda}\to\overline{p}}(p_t) 0.64 N_{\overline{\Lambda}}(p_t) + 1.24 E_{\overline{p}\to\overline{p}}(p_t) N_{\overline{p}\to\overline{p}}(p_t)} && (6.50)\\
P_{\overline{p}}(p_t) &= \frac{N_{p\to p}(p_t)}{K_3(p_t) N_{\overline{\Lambda}}(p_t) + 1.24 N_{\overline{p}\to\overline{p}}(p_t)} && (6.51)
\end{aligned}$$

avec :

$$K_3(p_t) = \frac{0.64 E_{\overline{\Lambda}\to\overline{p}}(p_t)}{E_{\overline{p}\to\overline{p}}(p_t)} \tag{6.52}$$

$N_{\overline{p}\to\overline{p}}$ est déterminé expérimentalement à partir de [Ada04] :

$$\begin{aligned}
N_{\overline{p}}(p_t) &= \frac{N_{\overline{p}S}(p_t)}{E_{\overline{p}\to\overline{p}}(p_t)} && (6.53)\\
N_{\overline{p}}(p_t) &= K_3(p_t) N_{\overline{\Lambda}}(p_t) + 1.24 N_{\overline{p}\to\overline{p}}(p_t) && (6.54)\\
N_{\overline{p}\to\overline{p}}(p_t) &= \frac{1.}{1.24} N_{\overline{p}}(p_t) - K_3(p_t) N_{\overline{\Lambda}}(p_t) && (6.55)
\end{aligned}$$

En supposant que l'efficacité de reconstruction des $\overline{\Lambda}$ et des $\overline{p}$ lors de la construction des spectres en impulsion transverse est la même que celle entrant en compte dans l'analyse d'interférométrie, la fraction de $\overline{p}$ primaires devient :

$$P_{\overline{p}}(p_t) = \frac{1.}{1.24} \frac{N_{\overline{p}}(p_t) - K_3(p_t) N_{\overline{\Lambda}}(p_t)}{N_{\overline{p}}(p_t)} \tag{6.56}$$

avec :

$$K_3(p_t) = \frac{0.64 E_{\overline{\Lambda} \to \overline{p}}(p_t)}{E_{\overline{p} \to \overline{p}}(p_t)} \tag{6.57}$$

La fraction de $\overline{p}$ primaires dépend de deux efficacités, $E_{\overline{\Lambda} \to \overline{p}}$ et $E_{\overline{p} \to \overline{p}}$ calculées en utilisant la technique de l'embedding appliquée aux Λ.

◇ Pour $E_{\overline{\Lambda} \to \overline{p}}$

$E_{\overline{\Lambda} \to \overline{p}}$ est égal à $E_{\Lambda \to p}$ et représenté sur la figure 6.3.

◇ Pour $E_{\overline{p} \to \overline{p}}$

$E_{\overline{p} \to \overline{p}}$ est représenté sur la figure 6.12.

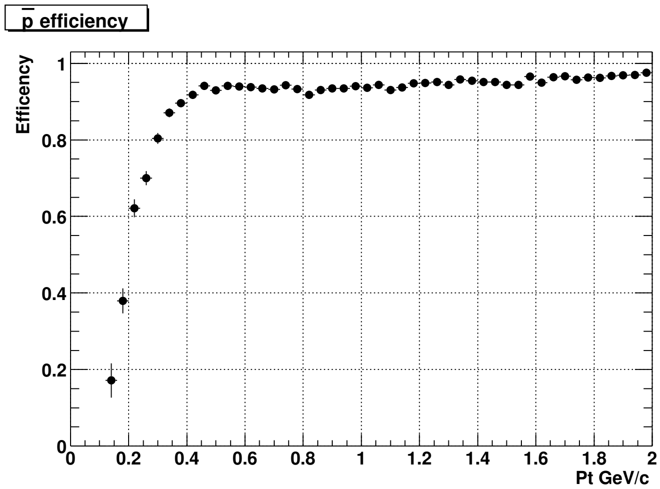

Figure 6.12: Efficacité de reconstruction des $\overline{p}$ primaires en fonction de l'impulsion transverse des $\overline{p}$ (p_t).

La fraction de $\overline{p}$ primaires dépend de deux spectres en impulsion transverse. Nous allons expliquer comment ces spectres sont obtenus.

⋆ Pour $N_{\overline{p}}$

$N_{\overline{p}}$ est la distribution en impulsion transverse des $\overline{p}$. Elle est représentée sur la figure 6.13 [Ada03h], p_t étant l'impulsion transverse des $\overline{p}$. La distribution en impulsion transverse a été construite par la collaboration STAR pour des événements Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV dont la dont la multiplicité représente 0-10% de la centralité. Les corrections liées au feed-down ne sont pas incluses.

⋆ Pour $N_{\overline{\Lambda}}$

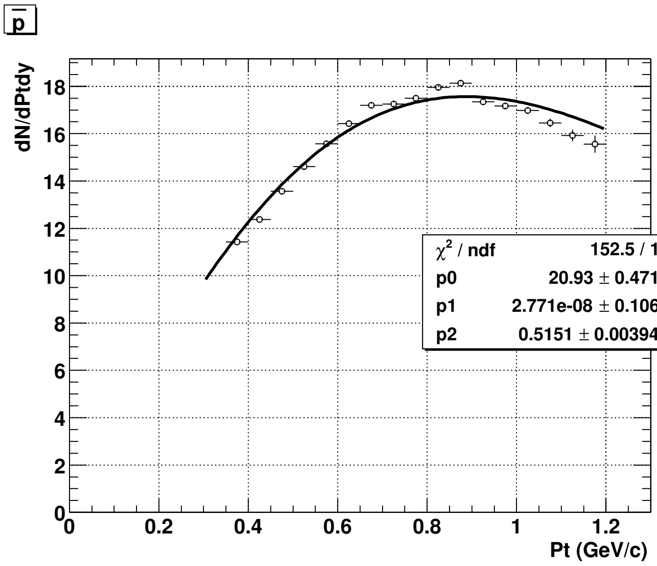

Figure 6.13: Distribution en impulsion transverse des $\overline{p}$ et ajustement à l'aide du modèle Blast Wave. p_t est l'impulsion transverse des $\overline{p}$. Les paramètres p0, p1, p2 correspondent respectivement au facteur de normalisation, au flot radial ρ_0 et à la température T.

$N_{\overline{\Lambda}}$ est la distribution en impulsion transverse des $\overline{\Lambda}$ (figure 6.14), elle est représentée sur la figure 6.14 en fonction de l'impulsion transverse des $\overline{p}$.

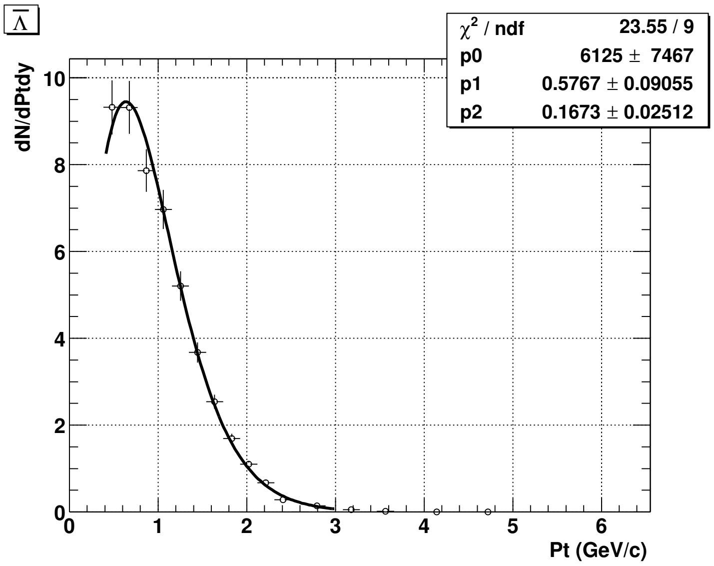

Figure 6.14: Distribution en impulsion transverse des $\overline{\Lambda}$ et ajustement à l'aide du modèle Blast Wave. p_t est l'impulsion transverse des $\overline{p}$. Les paramètres p0, p1, p2 correspondent respectivement au facteur de normalisation, au flot radial ρ_0 et à la température T.

La fraction de $\overline{p}$ primaires est ajustée par :

$$P_{\overline{p}} = p2 \times p_t^2 + p1 \times p_t + p0 \tag{6.58}$$

où p2, p1 et p0 sont les paramètres, p_t l'impulsion transverse des $\overline{p}$.

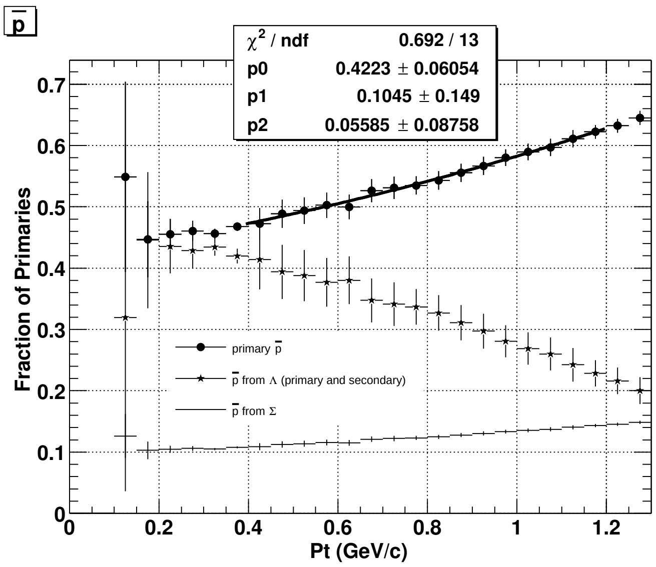

Figure 6.15: Fraction de $\overline{p}$ primaires (points) et ajustement (droite) par la fonction $P_{\overline{\Lambda}} = p2 \times p_t^2 + p1 \times p_t + p0$. p2, p1 et p0 sont des paramètres, p_t est l'impulsion transverse des $\overline{p}$. Les contaminations dues aux Λ (croix) et aux $\overline{\Sigma^-}$ (triangles) sont représentées. La contamination due aux $\overline{p}$ issus de la désintégration des $\overline{\Lambda}$ est dominante.

On obtient la figure 6.15. Les $\overline{p}$ issus de $\overline{\Lambda}$ réprésentent 25-40% de la totalité des $\overline{p}$. La contribution des $\overline{p}$ issus de $\overline{\Sigma^-}$ est d'environ 10-16%. La fraction d'anti-protons primaires est donc estimé à 46-60% sur líntervalle $0.4 < p_t < 1.1$ GeV/c.

6.8 La fraction d'anti-lambdas primaires

Les sources de contamination des $\overline{\Lambda}$ sont les produits de décroissance des résonances créées lors de la collision (tableau 6.4).

On utilise la même convention que dans le paragraphe 6.5 pour les efficacités.

	Particule	$c\tau$ (cm)	Produits	BR (%)	Efficacité de reconstruction Λ
1	$\overline{\Xi}^+$	4.91	$\overline{\Lambda} + \pi^+$	99.89	$E_{\overline{\Xi}^+ \to \overline{\Lambda}}$
2	$\overline{\Xi^0}$	8.71	$\overline{\Lambda} + \overline{\pi^0}$	99.51	$E_{\overline{\Xi^0} \to \overline{\Lambda}}$
3	$\overline{\Sigma^0}$	2.22×10^{-13}	$\overline{\Lambda} + \gamma$	100.00	$E_{\overline{\Sigma^0} \to \overline{\Lambda}}$
4	$\overline{\Omega}^+$	2.46	$\overline{\Lambda} + K^+$	67.80	$E_{\overline{\Omega}^+ \to \overline{\Lambda}}$
5	$\overline{\Lambda}$	7.89	$\overline{p} + \pi^+$	63.90	$E_{\overline{\Lambda} \to \overline{\Lambda}}$

Tableau 6.4: Résumé des propriétés des particules contenues dans l'échantillon de $\overline{\Lambda}$. BR est le rapport d'embranchement.

Le nombre de $\overline{\Lambda}$ reconstruits est sélectionné lors de l'analyse interférométrique, $N_{\overline{\Lambda}S}$

s'écrit en fonction de l'impulsion transverse (p_t) des $\overline{\Lambda}$, voir l'équation (6.59).

$$\begin{aligned} N_{\overline{\Lambda}S}(p_t) &= E_{\overline{\Lambda}\to\overline{\Lambda}}(p_t)\ N_{\overline{\Lambda}\to\overline{\Lambda}}(p_t) \\ &+ \sum_{X\neq\overline{\Lambda}} E_{X\to\overline{\Lambda}}(p_t) N_{X\to\overline{\Lambda}}(p_t) \end{aligned} \tag{6.59}$$

• Le terme principal qu'il faut déterminer est :

$$E_{\overline{\Lambda}\to\overline{\Lambda}}(p_t) N_{\overline{\Lambda}\to\overline{\Lambda}}(p_t) \tag{6.60}$$

• Pour les $\overline{\Lambda}$ issus des $\overline{\Xi}^+$:

Puisque la masse du $\overline{\Xi}^+$ (1.321 GeV) est proche de la masse des $\overline{\Lambda}$ (1.115 GeV), on suppose que le spectre en impulsion transverse pour les $\overline{\Lambda}$ issus des $\overline{\Xi}^+$, est le même que le spectre en impulsion transverse des $\overline{\Xi}^+$.

$$E_{\overline{\Xi}^+\to\overline{\Lambda}}(p_t) N_{\overline{\Xi}^+\to\overline{\Lambda}}(p_t) = E_{\overline{\Xi}^+\to\overline{\Lambda}}(p_t) \times 99.89\% \times N_{\overline{\Xi}^+}(p_t) \tag{6.61}$$

• Pour les $\overline{\Lambda}$ issus des $\overline{\Xi^0}$:

D'après l'hypothèse sur le rapport $\Xi^0/\Xi^- = 1.0$ du paragraphe 6.5, et en utilisant les prédictions du modèle thermique (paragraphe 6.2) pour les rapports particules/anti-particules, on obtient $\overline{\Xi^0}/\overline{\Xi}^+ = 1.0$. Ce qui conduit à :

$$E_{\overline{\Xi^0}\to\overline{\Lambda}}(p_t) N_{\overline{\Xi^0}\to\overline{\Lambda}}(p_t) = E_{\overline{\Xi^0}\to\overline{\Lambda}}(p_t) \times 99.51\% \times N_{\overline{\Xi}^+}(p_t) \tag{6.62}$$

avec $N_{\overline{\Xi}^+}$, le spectre des $\overline{\Xi}^+$ mesuré par la collaboration STAR [Ada03h].

• Pour les $\overline{\Lambda}$ issus des $\overline{\Sigma^0}$:

On considère les prédictions du modèle thermique (paragraphe 6.2) pour évaluer le rapport $\overline{\Sigma^0}/\overline{\Lambda} = 0.7$.

De même que dans le paragraphe 6.5, on considère les $\overline{\Lambda}$ issus de cette résonance comme des $\overline{\Lambda}$ primaires, par conséquent :

$$E_{\overline{\Sigma^0}\to\overline{\Lambda}}(p_t) = E_{\overline{\Lambda}\to\overline{\Lambda}}(p_t) \tag{6.63}$$

A l'aide des approximations précédentes :

$$E_{\overline{\Sigma^0}\to\overline{\Lambda}}(p_t) N_{\overline{\Sigma^0}\to\overline{\Lambda}}(p_t) = E_{\overline{\Lambda}\to\overline{\Lambda}}(p_t) \times 0.7 \times N_{\overline{\Lambda}\to\overline{\Lambda}}(p_t) \tag{6.64}$$

• Pour les $\overline{\Lambda}$ issus des $\overline{\Omega}^+$:

A l'aide du raisonnement fait dans le cas des Λ et en tenant compte des prédictions du modèle thermique (paragraphe 6.2), on négligera le terme $E_{\overline{\Omega}^+\rightarrow\overline{\Lambda}}N_{\overline{\Omega}^+\rightarrow\overline{\Lambda}}$ devant $E_{\overline{\Xi}^+\rightarrow\overline{\Lambda}}N_{\overline{\Xi}^+\rightarrow\overline{\Lambda}}$.

Ceci conduit à :

$$\begin{aligned} N_{\overline{\Lambda}S}(p_t) &= 1.7 \times E_{\overline{\Lambda}\rightarrow\overline{\Lambda}}(p_t)N_{\overline{\Lambda}\rightarrow\overline{\Lambda}}(p_t) \\ &+ (0.9989E_{\overline{\Xi}^+\rightarrow\overline{\Lambda}}(p_t) + 0.9951E_{\overline{\Xi^0}\rightarrow\overline{\Lambda}}(p_t))N_{\overline{\Xi}^+}(p_t) \end{aligned} \tag{6.65}$$

On détermine $N_{\overline{\Lambda}\rightarrow\overline{\Lambda}}(p_t)$ à partir de $N_{\overline{\Lambda}}$ mesurés par la collaboration STAR [Adl02]. Ainsi $N_{\overline{\Lambda}}$ s'exprime en fonction de $E_{\overline{\Lambda}\rightarrow\overline{\Lambda}}(p_t)$ et $N_{\overline{\Lambda}S}(p_t)$:

$$N_{\overline{\Lambda}}(p_t) = \frac{N_{\overline{\Lambda}S}(p_t)}{E_{\overline{\Lambda}\rightarrow\overline{\Lambda}}(p_t)} \tag{6.66}$$

La fraction de $\overline{\Lambda}$ devient :

$$P_{\overline{\Lambda}}(p_t) = \frac{1.}{1.7} - K_5(p_t)\frac{N_{\overline{\Xi}^+}(p_t)}{N_{\overline{\Lambda}}(p_t)} \tag{6.67}$$

avec :

$$K_5(p_t) = \frac{E_{\overline{\Xi}^+\rightarrow\overline{\Lambda}}(p_t) + E_{\overline{\Xi^0}\rightarrow\overline{\Lambda}}(p_t)}{E_{\overline{\Lambda}\rightarrow\overline{\Lambda}}(p_t)} \tag{6.68}$$

On constate que la fraction de $\overline{\Lambda}$ primaires dépend de trois efficacités.

• Pour $E_{\overline{\Lambda}\rightarrow\overline{\Lambda}}$ et $E_{\overline{\Xi}^+\rightarrow\overline{\Lambda}}$

L'étude de l'efficacité de reconstruction des Λ et des $\overline{\Lambda}$ [Lam02] effectuée lors de l'analyse des données des collisions Au+Au $\sqrt{s_{NN}}$ = 130 GeV montre que ces deux efficacités sont identiques. D'après l'étude faite au paragraphe 6.5 sur les efficacités, on considèrera $E_{\overline{\Xi}^+\rightarrow\overline{\Lambda}} = E_{\Xi^-\rightarrow\Lambda}$ et $E_{\overline{\Lambda}\rightarrow\overline{\Lambda}} = E_{\Xi^-\rightarrow\Lambda}$.

• $E_{\overline{\Xi^0}\rightarrow\overline{\Lambda}}$

$E_{\overline{\Xi^0}\rightarrow\overline{\Lambda}}$ est inconnu car les Ξ^0 ne sont pas détectés par le détecteur STAR. En tenant compte des mêmes hypothèses qu'au paragraphe 6.5 sur l'efficacité $E_{\Xi^0\rightarrow\Lambda}$ et en considérant $E_{\Xi^0\rightarrow\Lambda} = E_{\overline{\Xi^0}\rightarrow\overline{\Lambda}}$, on peut conclure que l'incertitude sur $E_{\overline{\Xi^0}\rightarrow\overline{\Lambda}}$ entraîne un erreur systématique de 8% sur la fraction de $\overline{\Lambda}$ primaires.

On constate que la fraction de $\overline{\Lambda}$ primaires dépend de deux spectres en impulsion transverse, que nous allons présenter.

$\star$ $N_{\overline{\Lambda}}$

$N_{\overline{\Lambda}}$ est extrait de [Adl02] et représenté sur la figure 6.16. Ce spectre en impulsion transverse a été construit par la collaboration STAR pour des événements Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV dont la multiplicité représente 0-10% de la centralité. Les corrections liées au feed-down ne sont pas incluses.

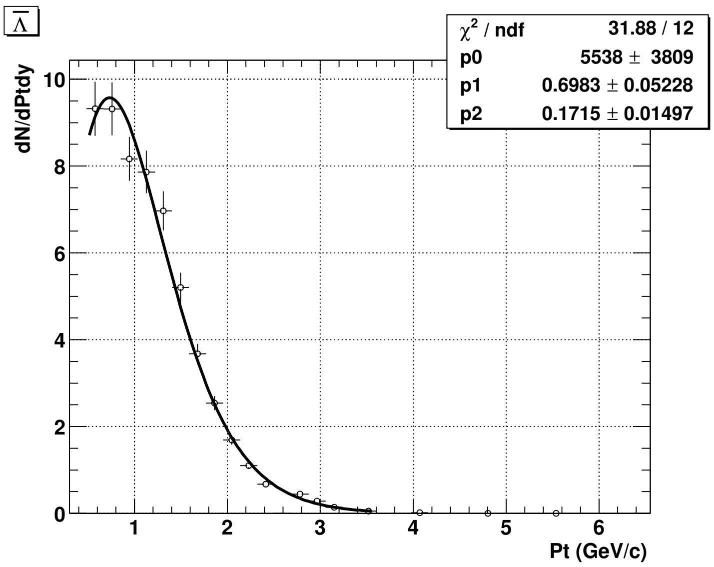

Figure 6.16: Distribution en impulsion transverse des $\overline{\Lambda}$ ($N_{\overline{\Lambda}}$) extraite des données par la collaboration STAR et ajustement avec le modèle Blast Wave. Les paramètres p0, p1, p2 correspondent respectivement au facteur de normalisation, au flot radial ρ_0 et à la température T.

⋆ $N_{\overline{\Xi}^+}$

$N_{\overline{\Xi}^+}$ extrait de [Adl02] est représenté sur la figure 6.17. Cette distribution est extraite de l'analyse des événements Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV dont la multiplicité représente 0-10% de la centralité. Les corrections liées au feed-down ne sont pas incluses.

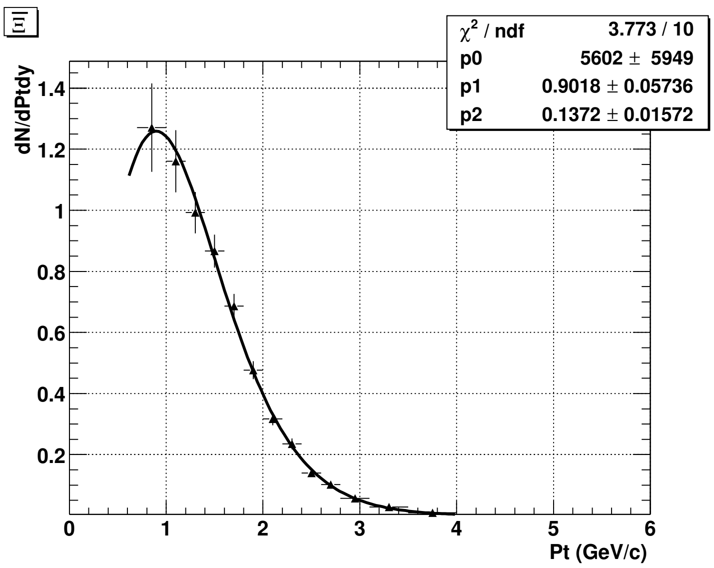

Figure 6.17: Distribution de l'impulsion transverse des $\overline{\Xi}^+$ ($N_{\overline{\Xi}^+}$) et ajustement avec le modèle Blast Wave. L'impulsion transverse des $\overline{\Xi}^+$ est supposée égale à l'impulsion transverse des $\overline{\Lambda}$ car la différence de masse est faible.

La fraction de $\overline{\Lambda}$ primaires calculée ($P_{\overline{\Lambda}}$ voir équation (6.69)) est ajustée par une droite (figure 6.18).

$$P_{\overline{\Lambda}} = p2 \times p_t^2 + p1 \times p_t + p0 \tag{6.69}$$

où p2, p1 and p0 sont des paramètres, p_t est l'impulsion transverse des $\overline{\Lambda}$. On constate que la fraction de $\overline{\Lambda}$ primaires décroît en fonction de l'impulsion transverse.

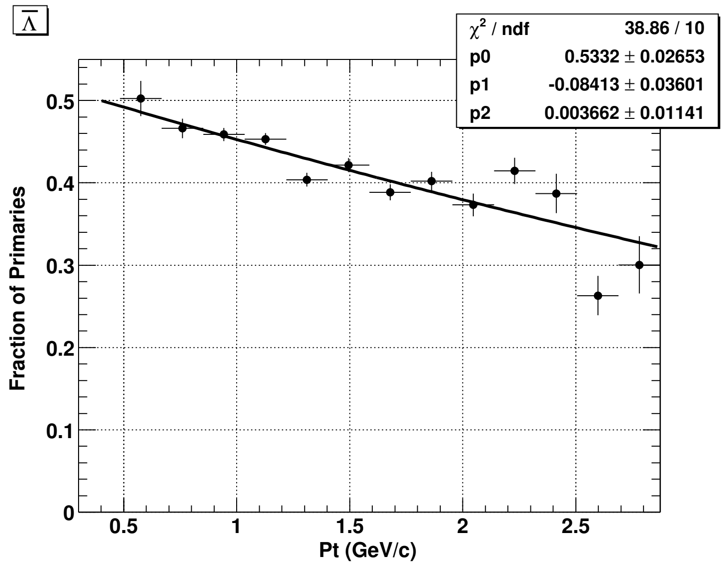

Figure 6.18: La fraction de $\overline{\Lambda}$ primaires $P_{\overline{\Lambda}}$ calculée et ajustée par la fonction : $P_{\overline{\Lambda}} = p2 \times p_t^2 + p1 \times p_t + p0$. p2, p1 et p0 sont des paramètres, p_t est l'impulsion transverse des $\overline{\Lambda}$.

D'après la figure 6.18, la fraction d'anti-lambdas primaires varie de 38% à 50% sur l'intervalle $0.5 < p_t < 2.$ GeV/c.

6.9 Conclusion

La fraction de particules issue du vertex primaire a été évaluée pour les protons, $\overline{p}$, Λ et $\overline{\Lambda}$. La pureté des échantillons de particules peut être estimée. La pureté est définie par :

$$\text{Pureté}_i(p_t) = \text{pid}_i(p_t) * \text{P}_i(p_t) \tag{6.70}$$

où pid_i est la probabilité d'identification de la particule i et P_i est la fraction de particules i issues du vertex primaire. Pour les Λ et les $\overline{\Lambda}$, la probabilité d'identification correspond au rapport signal sur bruit. Pour les protons et les $\overline{p}$, la probabilité d'identification est calculée lors de l'analyse des données.

Il est ainsi possible d'estimer la pureté des paires entrant dans les fonctions de corrélation et de corriger la fonction expérimentale.

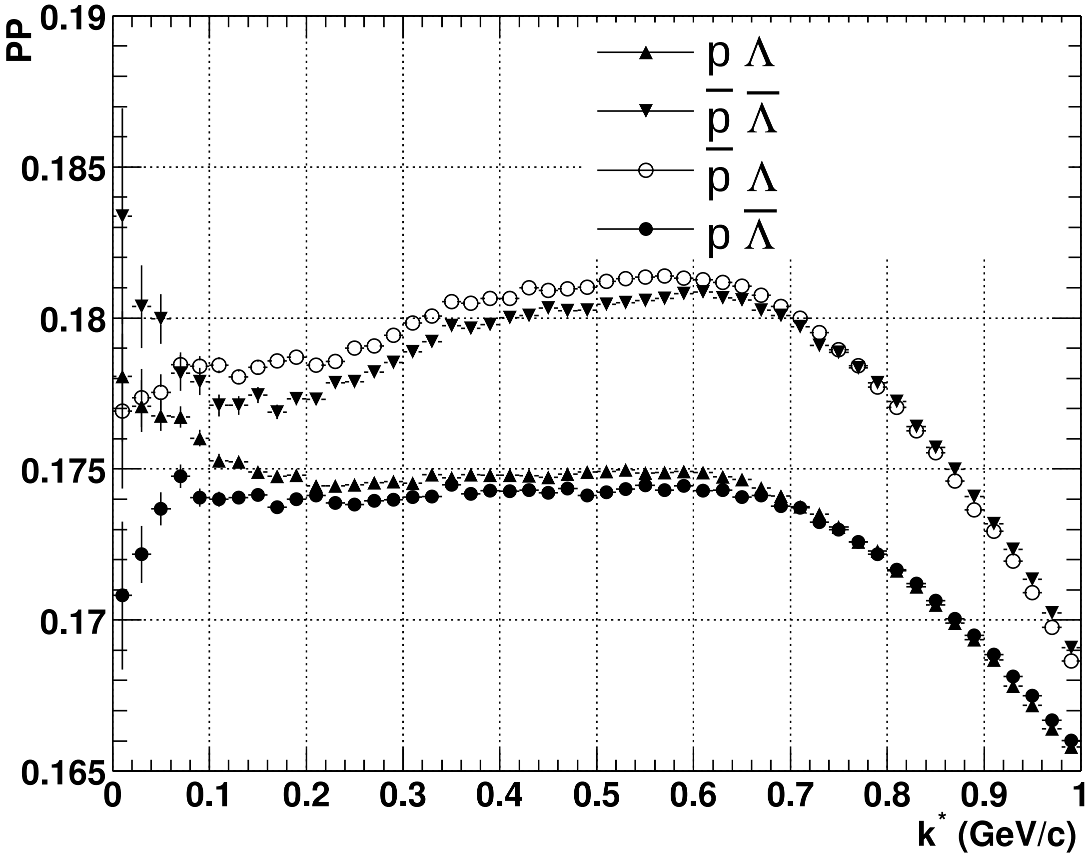

Figure 6.19: Pureté des paires contribuant aux fonctions de corrélation en fonction de k^*

On estime la pureté des paires contribuant aux fonctions de corrélation étudiées (figure 6.19). La pureté extraite de 15% est extrêmement faible. En effet, pour les paires pions-kaons [Ada03e], la pureté estimée est de 75%-77% avec une limite inférieure à 54%.

Les fonctions de corrélation seront corrigées de la manière suivante :

$$C_{cor}(k^*) = \frac{C_{mes(k^*)} - 1}{\mathrm{PP}(k^*)} + 1 \tag{6.71}$$

où C_{cor} est la fonction de corrélation corrigée, $C_{mes(k^*)}$ est la fonction de corrélation mesurée et PP représente la pureté de la paire, produit des puretés des deux particules corrélées. Les fonctions de corrélation corrigées sont représentées sur la figure 6.20.

La correction des effets de la pureté accentue le signal observé sur les fonctions de corrélation. Ainsi, on constate un écart significatif des points de part et d'autre de la valeur “1” correspondant à la normalisation. Cette correction entraîne, par construction, une augmentation des barres d'erreurs.

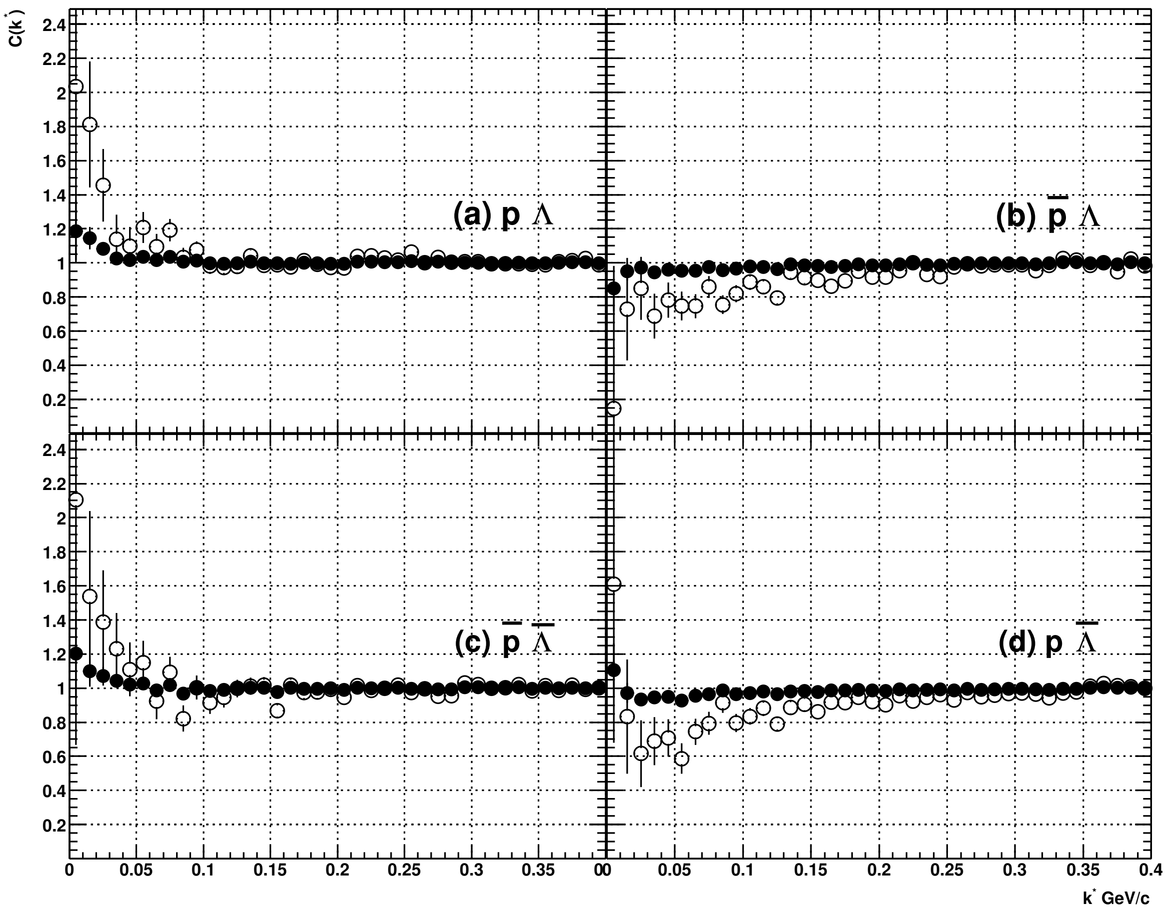

Figure 6.20: Fonctions de corrélation après (cercles) et avant (points) l'application de la correction de la pureté. (a) p - Λ, (b) $\overline{p}$ - Λ, (c) $\overline{p}$ - $\overline{\Lambda}$, (d) p - $\overline{\Lambda}$.

Chapitre 7

Résolution en impulsion

Afin de déterminer si les effets de la résolution finie en impulsion du détecteur pourraient avoir une influence sur la fonction de corrélation il faut dans un premier temps la paramétriser. Puis on applique les corrections nécessaires afin de s'affranchir de cet effet lors du calcul de la fonction de corrélation. La méthode exposée dans ce chapitre a été développée lors de l'étude du système pion - kaon [Ada03e], et a été adaptée au cas de l'étude des lambdas.

L'estimation de la paramétrisation de la résolution en impulsion est effectuée en utilisant les données de la méthode d'embedding pour les protons, les anti-protons et les lambdas. Cette paramétrisation est ensuite incluse dans le calcul des fonctions de corrélation.

7.1 Paramétrisation

Les données utilisées pour l'estimation de la résolution en impulsion proviennent de la technique de l'embedding appliquée aux protons, anti-protons et lambdas.

Les particules sont sélectionnées avec les mêmes coupures que celles utilisées pour la sélection des données réelles.

Les variables utilisées sont :

- l'impulsion reconstruite : $\overrightarrow{P}$

- l'impulsion monte carlo : $\overrightarrow{P_{\text{réel}}}$

L'impulsion monte carlo est issue directement du générateur d'événement. L'impulsion reconstruite correspond à l'impulsion des particules ayant subi les algorithmes de reconstruction de STAR. Ces variables sont alors décomposées suivant les coordonnées sphériques standards du détecteur STAR (figure 3.3).

$$P_x = Psin(\Theta)cos(\Phi) \tag{7.1}$$
$$P_y = Psin(\Theta)sin(\Phi) \tag{7.2}$$
$$P_x = Pcos(\Theta) \tag{7.3}$$

Il existe un décalage systématique entre l'impulsion réelle et l'impusion reconstruite dû à la perte d'énergie dans la matière (équation 7.4). On paramétrise la résolution en impulsion, en angle azimutal et en angle polaire par des distributions gaussiennes, de la manière suivante :

$$\langle P_{\text{réel}} - P_{\text{reco}} \rangle = \Delta P = a + bP^{\alpha} \tag{7.4}$$

$$\frac{\sigma P}{P} = a + bP^{\alpha} + cP \tag{7.5}$$
$$\sigma\Phi = a + be^{a(P-\mu)} \tag{7.6}$$
$$\sigma\Theta = a + b^{\alpha} \tag{7.7}$$
$$\tag{7.8}$$

Puis on extrait l'impulsion réelle, à partir d'une distribution gaussienne de largeur σP, $\sigma\Phi$ et $\sigma\Theta$.

$$P_{\text{réel}} = P + \Delta P + gauss(0, \sigma P) \tag{7.9}$$
$$\Phi = \Phi + gauss(0, \sigma\Phi) \tag{7.10}$$
$$\Theta = \Theta + gauss(0, \sigma\Theta) \tag{7.11}$$
$$\tag{7.12}$$

Les encadrés en haut à gauche sur les figures 7.1, 7.2, 7.3, représentent $\frac{\sigma P}{P}$ en fonction de l'impulsion totale (P). Cette fonction met en exergue les variations de la résolution en impulsion.

A très faible impulsion ($p < 0.2$ GeV/c pour les (anti)-protons), les traces ne traversent pas la TPC, en effet l'hélice est piégée entre le tube du faisceau et le bord de la TPC.

A faible impulsion ($0.2 < p < 0.6$ pour les (anti)-protons), la résolution en impulsion décroît avec P, les particules parviennent à pénétrer dans la TPC. Le fait que l'impulsion soit faible entraîne un faible dépôt d'énergie, ce qui rend difficile la reconstruction.

A haute impulsion ($p > 0.6GeV/c$ pour les (anti)-protons), la résolution en impulsion croît avec P, le grand nombre de traces dans la TPC rend plus difficile la reconstruction.

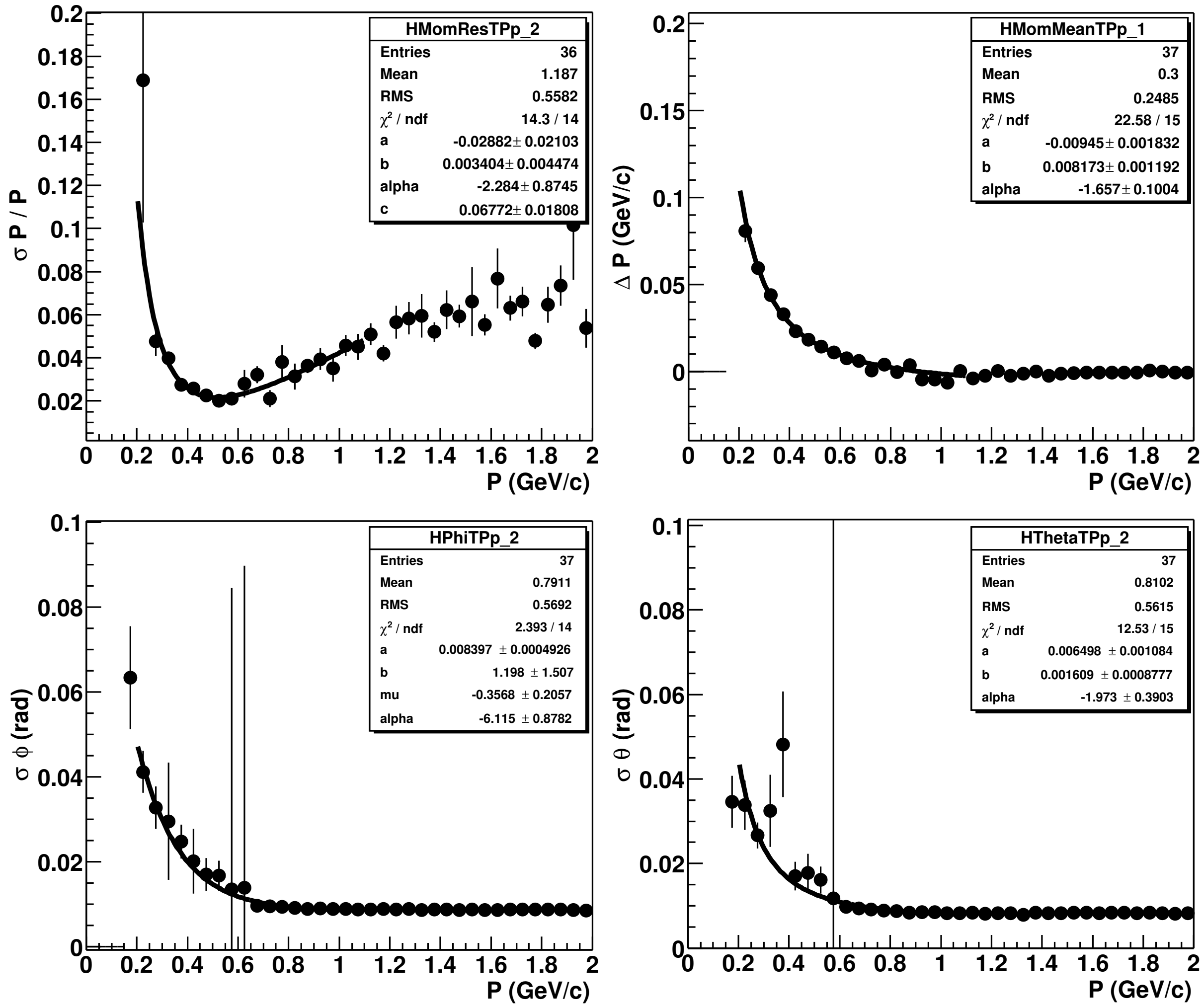

Figure 7.1: Paramétrisation de la résolution en impulsion des protons.

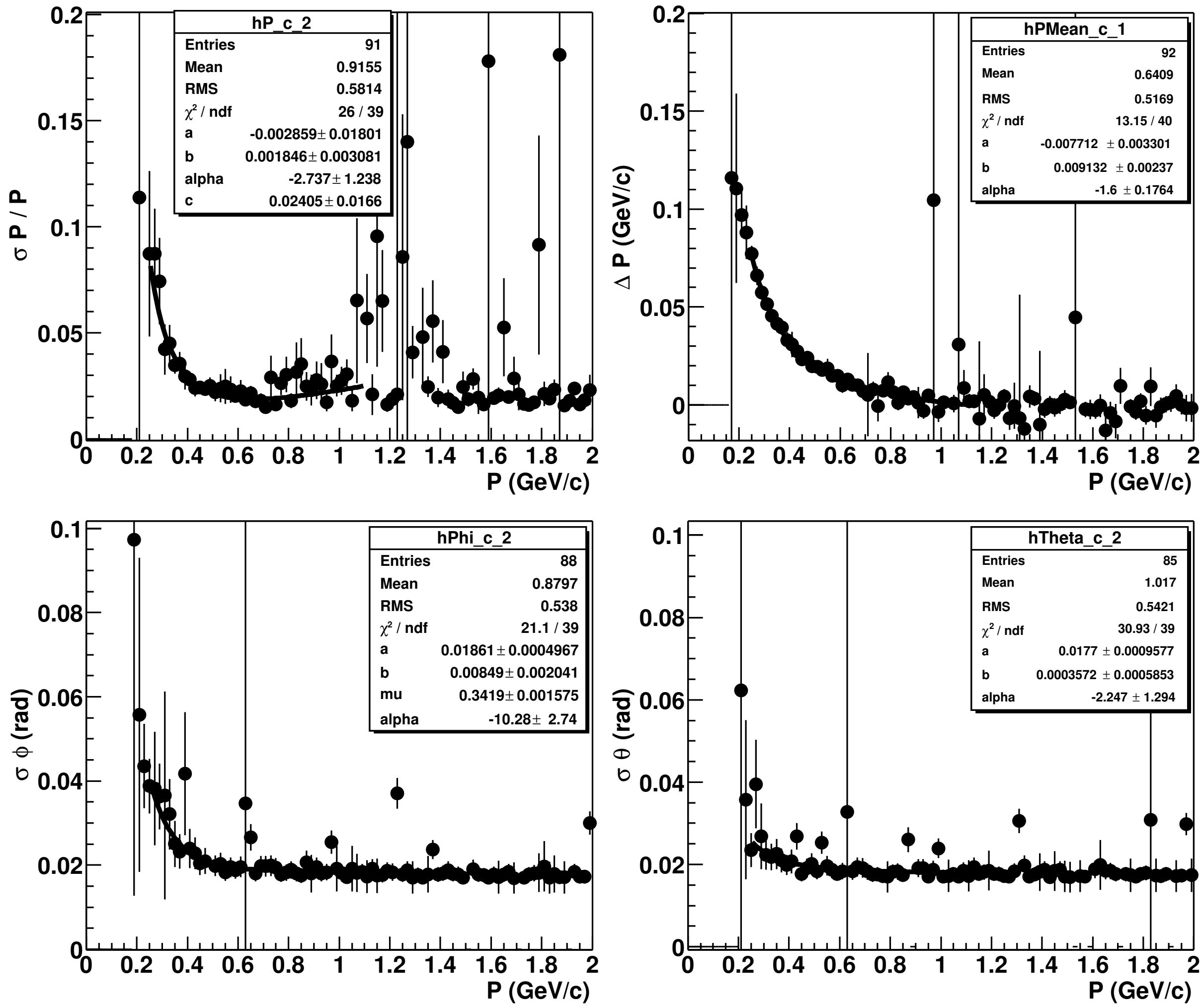

Figure 7.2: Paramétrisation de la résolution en impulsion des anti-protons.

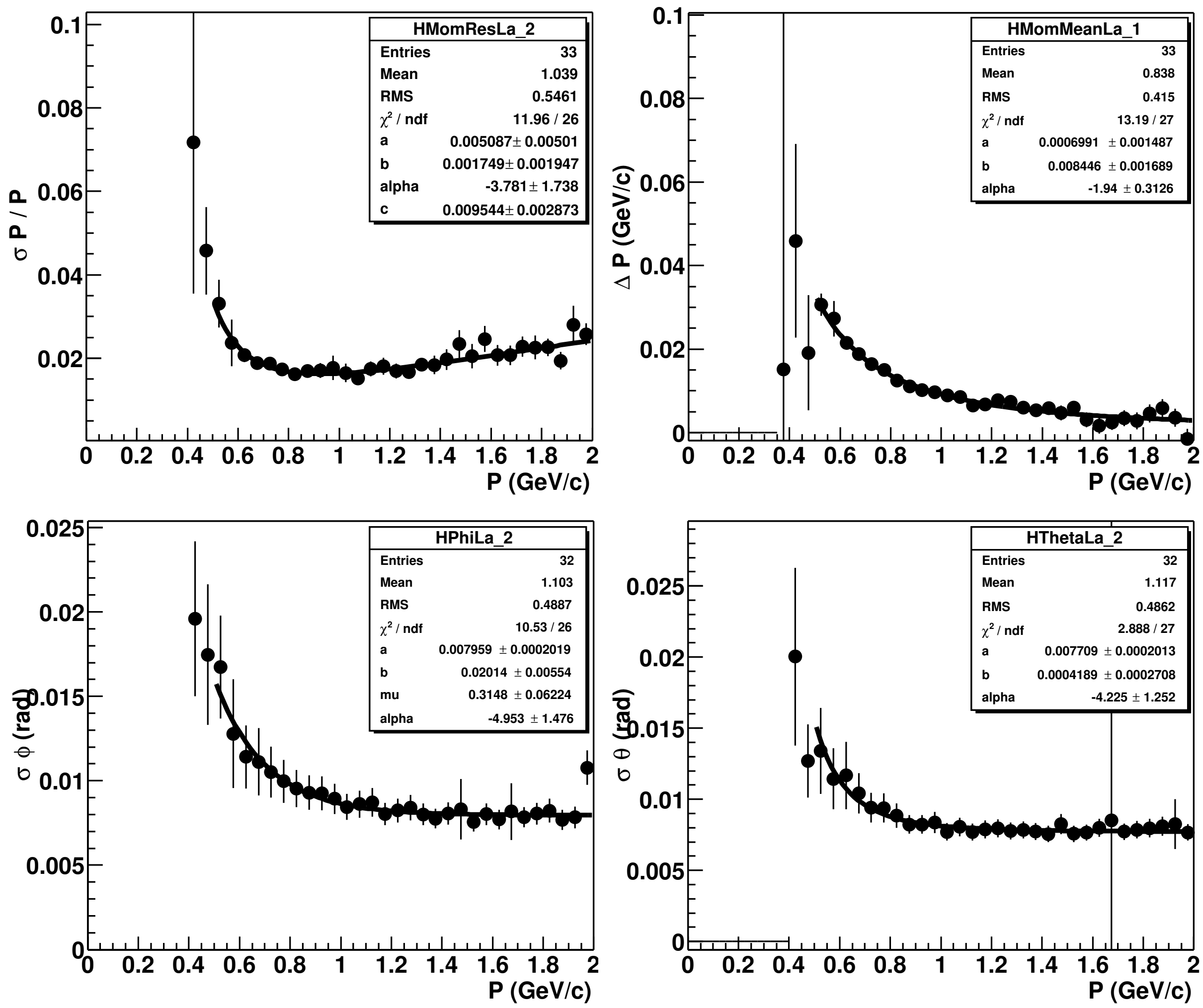

Figure 7.3: Paramétrisation de la résolution en impulsion des lambdas.

Les encadrés en bas et en haut à droite sur les figures 7.1, 7.2, 7.3, représentent respectivement $\sigma\Phi$, $\sigma\Theta$ et ΔP en fonction de P. Ces fonctions montrent les variations de la résolution en impulsion par rapport aux angles Θ et Φ ainsi que celles liées au module de l'impulsion.

Les résultats des ajustements sont résumés dans les tableaux 7.1, 7.2 et 7.3.

Variables	Paramètres	Valeurs	± Erreurs
$\frac{\sigma P}{P}$	a	-0.03	0.02
	b	0.003	0.004
	α	-2.3	0.9
	c	0.07	0.02
ΔP	a	-0.009	0.002
	b	0.008	0.001
	α	-1.6	0.1
$\sigma\Phi$	a	0.0084	0.0005
	b	1.2	1.5
	μ	-0.3	0.2
	α	-6.1	0.8
$\sigma\Theta$	a	-0.009	0.002
	b	0.002	0.001
	α	-1.9	0.4

Tableau 7.1: Paramétrisation de la résolution en impulsion pour les protons.

7.2 Effets de la résolution en impulsion

Les résultats concernant les protons et les anti-protons sont en accord dans la limite des barres d'erreurs liées au nombre d'événements simulés. Les résultats obtenus pour les lambdas sont parfaitement transposables aux anti-lambdas. Dans la suite, la paramétrisation de la résolution en impulsion obtenue à partir des lambdas sera utilisée pour les anti-lambdas.

Lors de l'analyse des données, les valeurs des impulsions des particules constituant les paires mixées sont stockées. Ces données joueront le rôle de générateur de particules pour la suite de l'étude. Le principal avantage de cette procédure est que l'espace des phases des particules est identique à celui des événements réels.

A partir de ces paires mixées, les fonctions de corrélation sont calculées de deux ma-

Variables	Paramètres	Valeurs	$\pm$ Erreurs
$\frac{\sigma P}{P}$	a	-0.003	0.02
	b	0.002	0.003
	α	-2.7	1.2
	c	0.02	0.02
ΔP	a	-0.08	0.03
	b	0.009	0.002
	α	-1.6	0.2
$\sigma\Phi$	a	0.019	0.001
	b	0.008	0.011
	μ	0.35	0.04
	α	-10.	18
$\sigma\Theta$	a	0.018	0.001
	b	0.0004	0.0006
	α	-2.2	1.3

Tableau 7.2: Paramétrisation de la résolution en impulsion pour les anti-protons.

Variables	Paramètres	Valeurs	$\pm$ Erreurs
$\frac{\sigma P}{P}$	a	0.005	0.005
	b	0.002	0.002
	α	-3.8	1.7
	c	0.009	0.003
ΔP	a	0.001	0.001
	b	0.008	0.002
	α	-1.9	0.3
$\sigma\Phi$	a	0.0079	0.0002
	b	0.020	0.005
	μ	0.31	0.06
	α	-4.9	1.5
$\sigma\Theta$	a	0.0077	0.0002
	b	0.0004	0.0003
	α	-4.2	1.25

Tableau 7.3: Paramétrisation de la résolution en impulsion pour les lambdas.

nières : $C_{Th-non-RI}$ et C_{Th-RI} pour déterminer le facteur de correction (équation (7.13)).

$$C_{corr}(k^*) = \frac{C_{mes}(k^*) * C_{Th-non-RI}(k^*)}{C_{Th-RI}(k^*)} \tag{7.13}$$

Le premier calcul utilise directement les informations des paires mixées. En effet, le terme $C_{Th-non-RI}$ ne prend pas en compte les effets de la résolution en impulsion. Pour le second calcul, C_{Th-RI}, les impulsions sont modifiées en accord avec la paramétrisation développée dans le paragraphe précédent. Ainsi le second calcul prend en compte l'effet de la résolution en impulsion.

Enfin, on corrige les fonctions de corrélation expérimentales avec l'équation (7.13) où C_{mes} est la fonction de corrélation mesurée, et $C_{Th-non-RI}/C_{Th-RI}$ est le facteur correctif.

Il faut noter que la fonction expérimentale est ajustée afin de déterminer les paramètres du modèle analytique.

Les résultats de l'impact de la résolution en impulsion sur les fonctions de corrélation sont représentés sur la figure 7.4. La résolution en impulsion n'affecte que très peu la fonction de corrélation.

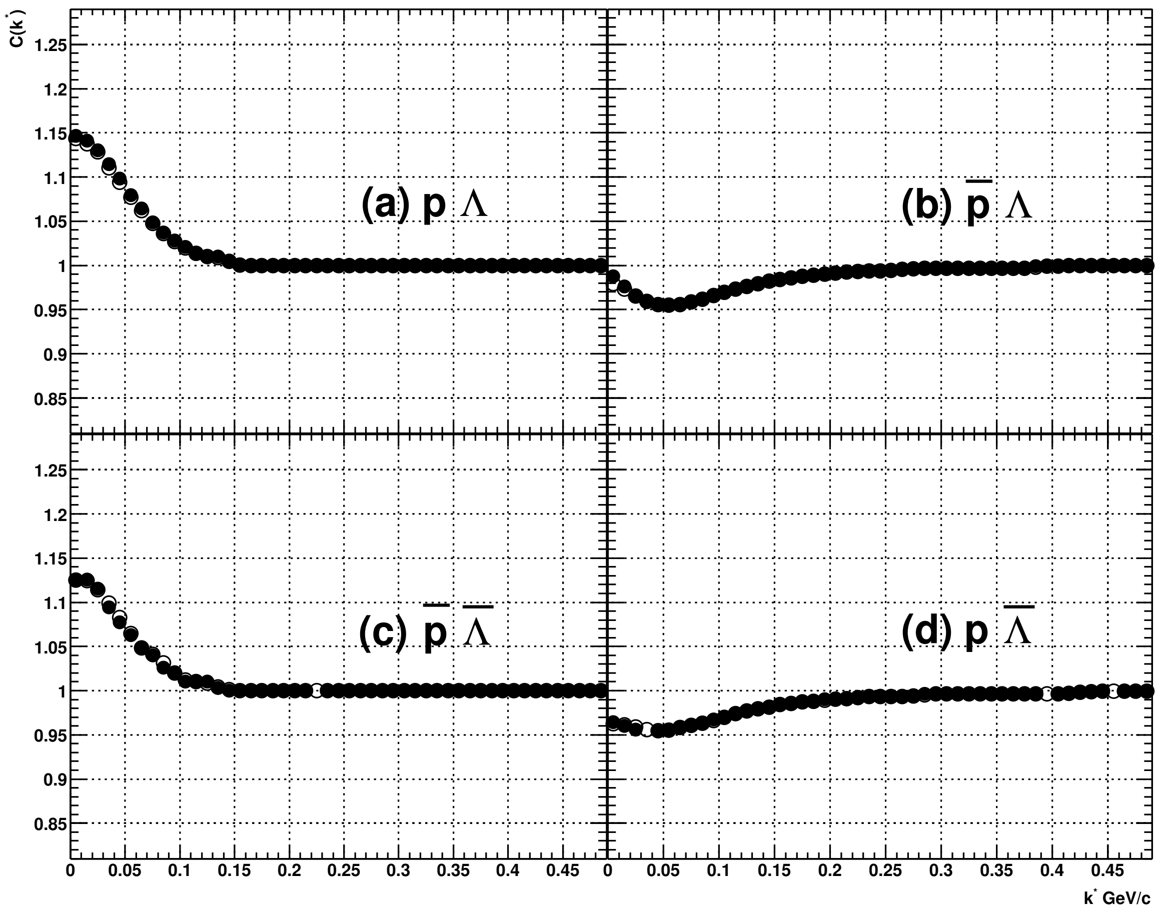

Figure 7.4: Fonctions de corrélation calculées avec le modèle analytique ne prenant pas en compte l'effet de la résolution en impulsion (points), et prenant en compte l'effet de la résolution en impulsion (cercles). Les systèmes suivants sont représentés : (a) proton - lambda, (b) anti-proton - lambda, (c) anti-proton - anti-lambda, (d) proton - anti-lambda.

Chapitre 8

Exploitation des résultats

Dans ce chapitre, les fonctions de corrélation $p-\Lambda$, $\overline{p}-\overline{\Lambda}$, $\overline{p}-\Lambda$ et $p-\overline{\Lambda}$ sont étudiées. La fonction de corrélation $p-\Lambda$ ayant été mesurée antérieurement par d'autres expériences [Lis01, Blu02], celle-ci constitue une référence et un point de départ pour notre étude. Les autres fonctions de corrélation sont mesurées pour la première fois. De plus, contrairement à l'interaction $p-\Lambda$, les interactions $\overline{p}-\overline{\Lambda}$, $\overline{p}-\Lambda$ et $p-\overline{\Lambda}$ sont encore très mal connues. Nous allons étudier les fonctions de corrélation expérimentales dans le cadre du modèle analytique de Lednický & Lyuboshitz [Led90, Led96, Led02, Led03] ne prenant en compte que l'interaction forte. Les corrections liées à la pureté des échantillons de particules ainsi que les biais dûs à la résolution en impulsion sont étudiés. Les paramètres des FSI seront alors déterminés pour ces systèmes. Puis nous comparerons les résultats obtenus aux mesures effectuées précédemment ainsi qu'aux études antérieures sur FSI.

8.1 Les hypothèses initiales du modèle

Le modèle utilisé est le modèle analytique de Lednický & Lyuboshitz (voir chapitre 4, paragraphe 4.4).

On supposera que les fonctions de corrélation $p-\Lambda$ et $\overline{p}-\overline{\Lambda}$ ($p-\overline{\Lambda}$ et $\overline{p}-\Lambda$) mettent en exergue le même type d'interaction. En effet, les fonctions de corrélation $p-\Lambda$ et $\overline{p}-\overline{\Lambda}$ ont le même comportement. On observe un excès de paires à faible k^* ($k^* < 0.25$ GeV/c) caractéristique d'un potentiel attractif. Les fonctions de corrélation $p-\overline{\Lambda}$ et $\overline{p}-\Lambda$ montrent un déficit significatif de paires à faible k^* résultant de l'annihilation baryon - anti-baryon. L'un des facteurs limitant la présente analyse est le nombre de paires à faible k^* ($k^* < 0.05$ GeV/c). La somme des deux fonctions de corrélation sera prise en compte afin de diminuer les erreurs liées au nombre d'événements.

Comme nous l'avons vu lors de la présentation du modèle analytique de Lednický &

Lyuboshitz (paragraphe 4.4), le terme (équation 4.22) caractérisant l'interaction nucléaire s'écrit :

$$f^s(k^*) = (\frac{1}{f_0^s} + \frac{1}{2}d_0^s k^{*2} - ik^*)^{-1} \tag{8.1}$$

Pour le système $p - \Lambda$, l'interaction est connue [Wan99] et les valeurs de la longueur d'interaction (f_0) et du rayon effectif (d_0) utilisées dépendent de l'état de spin (s) de la paire, singulet (s=S) ou triplet (s=T). Etant donné que le système $\overline{p} - \overline{\Lambda}$ se comporte expérimentalement comme le système $p - \Lambda$, la même paramétrisation pour ces deux systèmes est utilisée, ainsi que pour la somme des fonctions de corrélation $p - \Lambda + \overline{p} - \overline{\Lambda}$.

L'interaction $\overline{p} - \Lambda$ et $p - \overline{\Lambda}$ est inconnue. La paramétrisation des FSI ne considère pas les différents états de spin car le nombre d'événements est trop faible. Les valeurs de la longueur d'interaction et du rayon effectif sont alors moyennées sur le spin. De plus et pour la même raison, on négligera le rayon effectif (d_0=0.). Le terme d'interaction ne sera alors sensible qu'aux variations du dénominateur à l'ordre 0 et 1 en k^*. Enfin, la partie imaginaire et la partie réelle de la longueur d'interaction doivent être considérées afin de prendre en compte l'annihilation baryon - anti-baryon.

8.2 Analyse des fonctions de corrélation

La première correction appliquée est celle liée à la pureté des échantillons de particules car c'est la première source d'incertitudes. Pour cela, les variations des paramètres de l'interaction seront étudiées en fonction du paramètre représentant la pureté dans le modèle. Par conséquent, la pertinence de la correction en pureté sera testée. La seconde correction appliquée est celle liée à la résolution finie de l'impulsion. Comme nous l'avons vu (chapitre 7), cet effet est négligeable par rapport aux effets de la pureté.

Dans une première étude, on suppose que la pureté ne dépend pas de k^* et est assimilée à un paramètre du modèle. On ajuste les fonctions de corrélation en supposant que cette pureté peut varier de 5% à 30% pour extraire le rayon (r_0) de la source et les paramètres des FSI. Les valeurs ainsi extraites déterminent les domaines de variation dus aux erreurs systématiques. Les figures 8.1, 8.2, 8.3 et 8.4 représentent les différents ajustements des fonctions de corrélation $p - \Lambda$, $\overline{p} - \overline{\Lambda}$, $\overline{p} - \Lambda$ et $p - \overline{\Lambda}$.

Dans une seconde étude, on corrige de la pureté en tenant compte de la dépendance en k^*. Les effets de la résolution en impulsion sont aussi pris en compte (figure 8.5). Les fonctions de corrélation sont alors ajustées par le modèle en fixant la variable représentant la pureté à 100%.

Dans une troisième étude, on considère les sommes des fonctions de corrélation $p -$

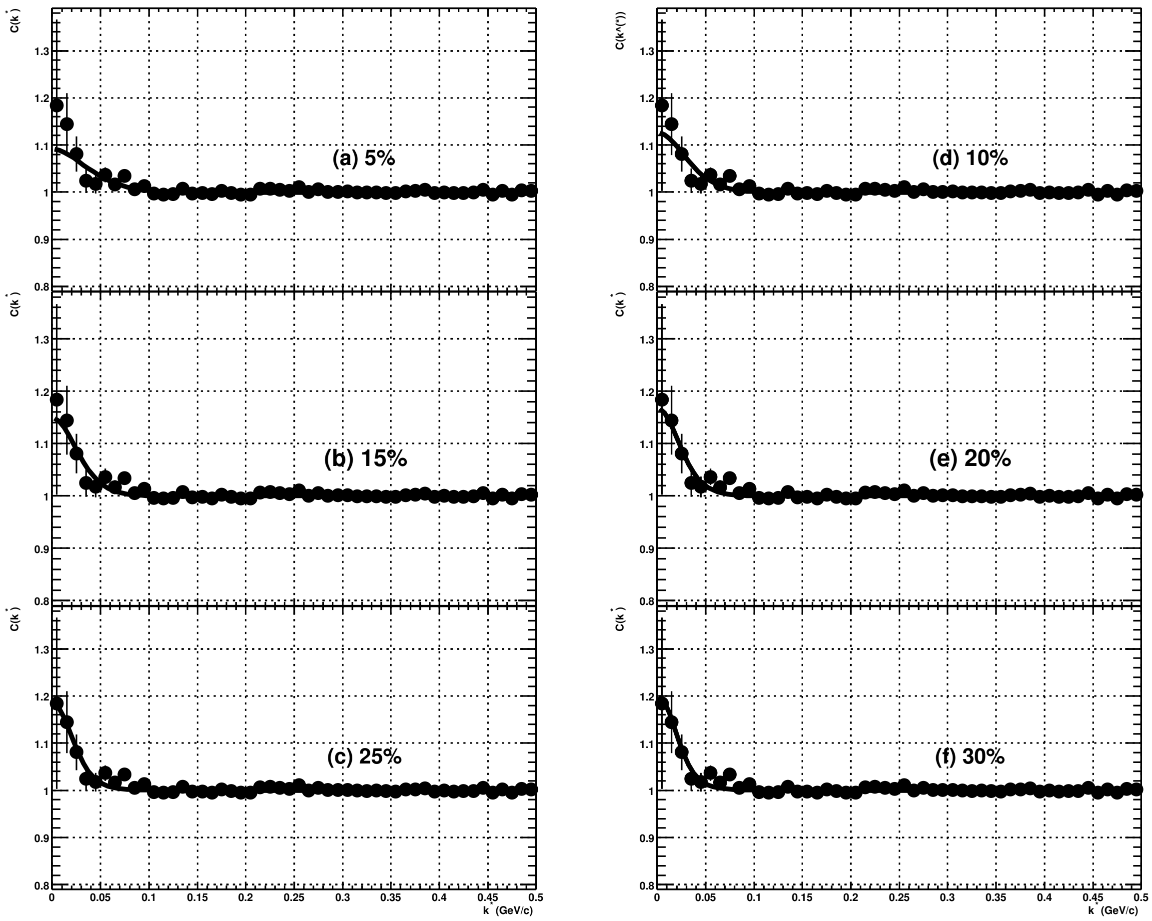

Figure 8.1: Ajustement du rayon de la fonction de corrélation $p - \Lambda$ par le modèle analytique de Lednický & Lyuboshitz. La pureté est fixée à (a) 5%,(b) 10%,(c) 15%,(d) 20%,(e) 25% et (f) 30%.

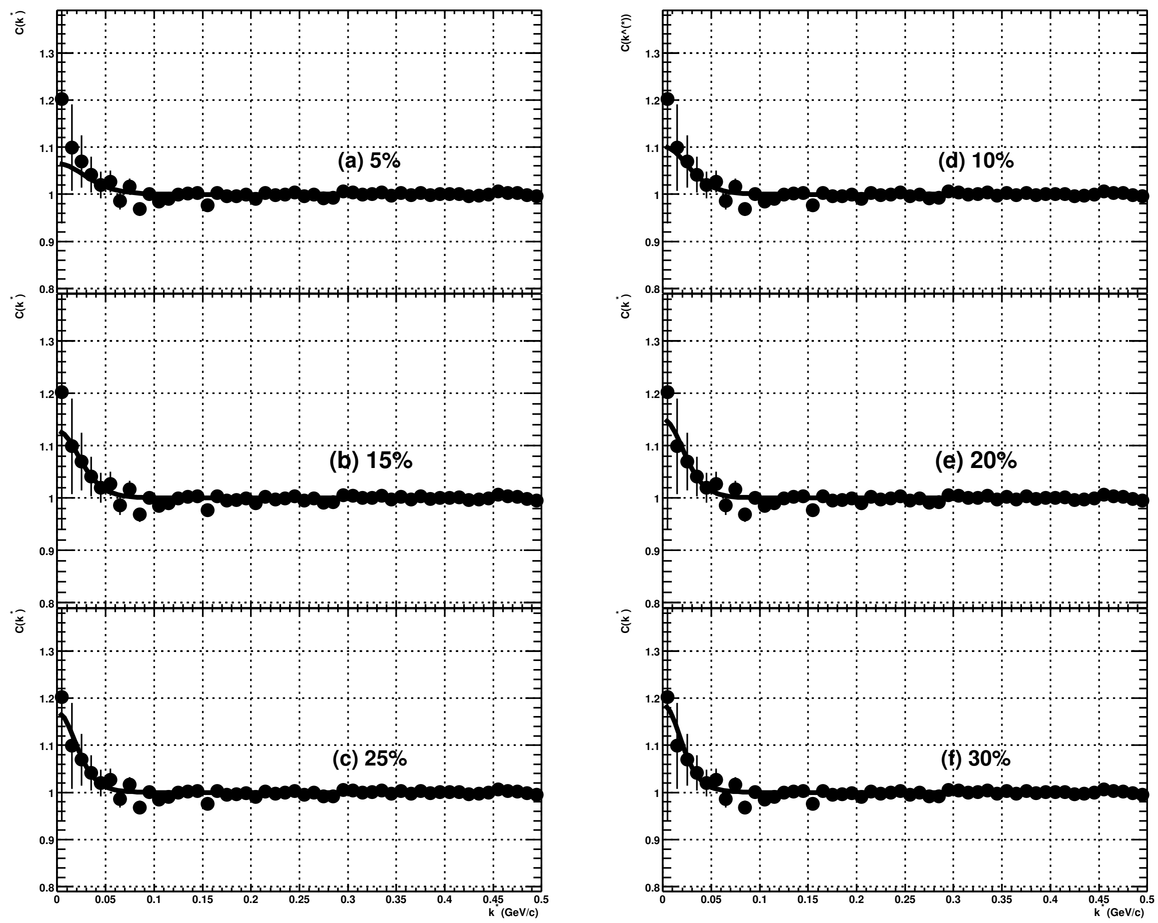

Figure 8.2: Ajustement du rayon de la fonction de corrélation $\overline{p} - \overline{\Lambda}$ par le modèle analytique de Lednický & Lyuboshitz. La pureté est fixée à (a) 5%,(b) 10%,(c) 15%,(d) 20%,(e) 25% et (f) 30%.

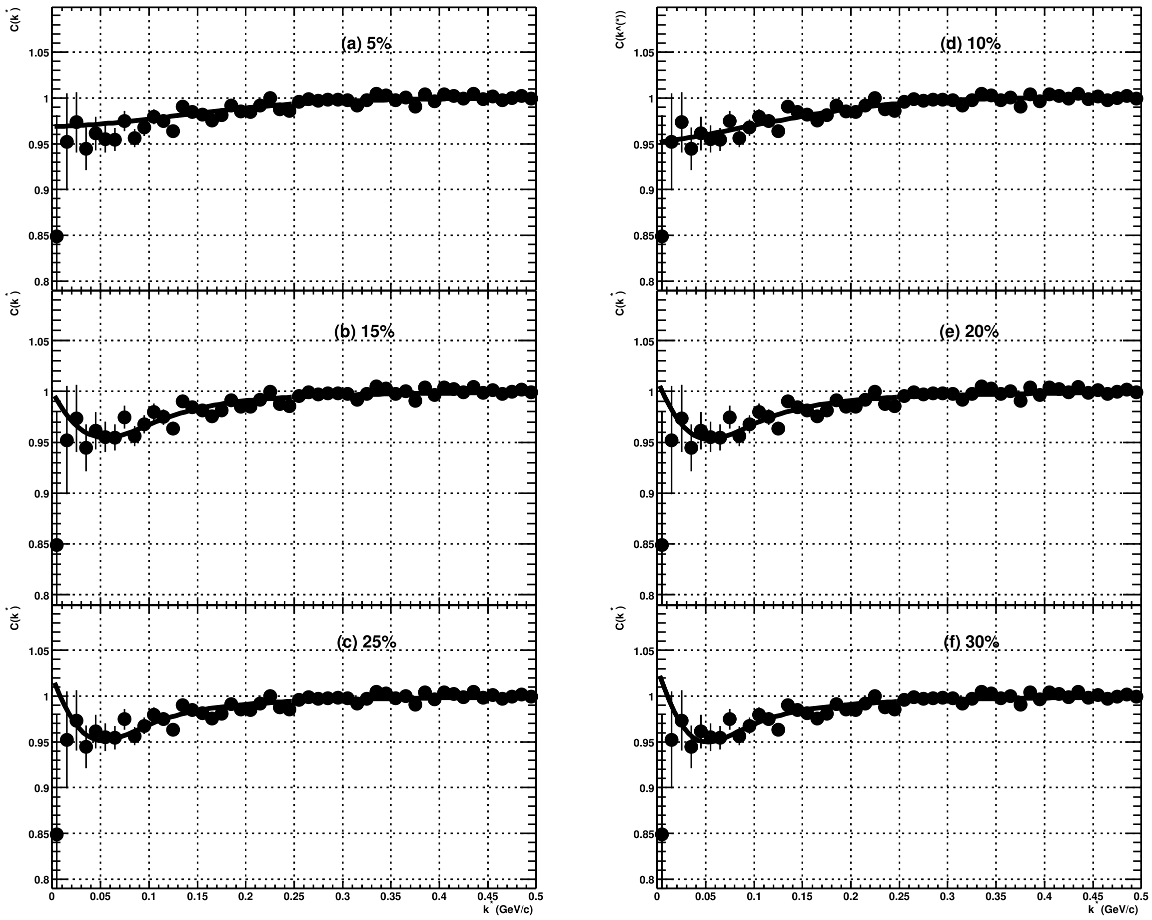

Figure 8.3: Ajustement du rayon et de la longueur d'interaction (parties réelle et imaginaire) de la fonction de corrélation $\overline{p} - \Lambda$ par le modèle analytique de Lednický & Lyuboshitz. La pureté est fixée à (a) 5%,(b) 10%,(c) 15%,(d) 20%,(e) 25% et (f) 30%.

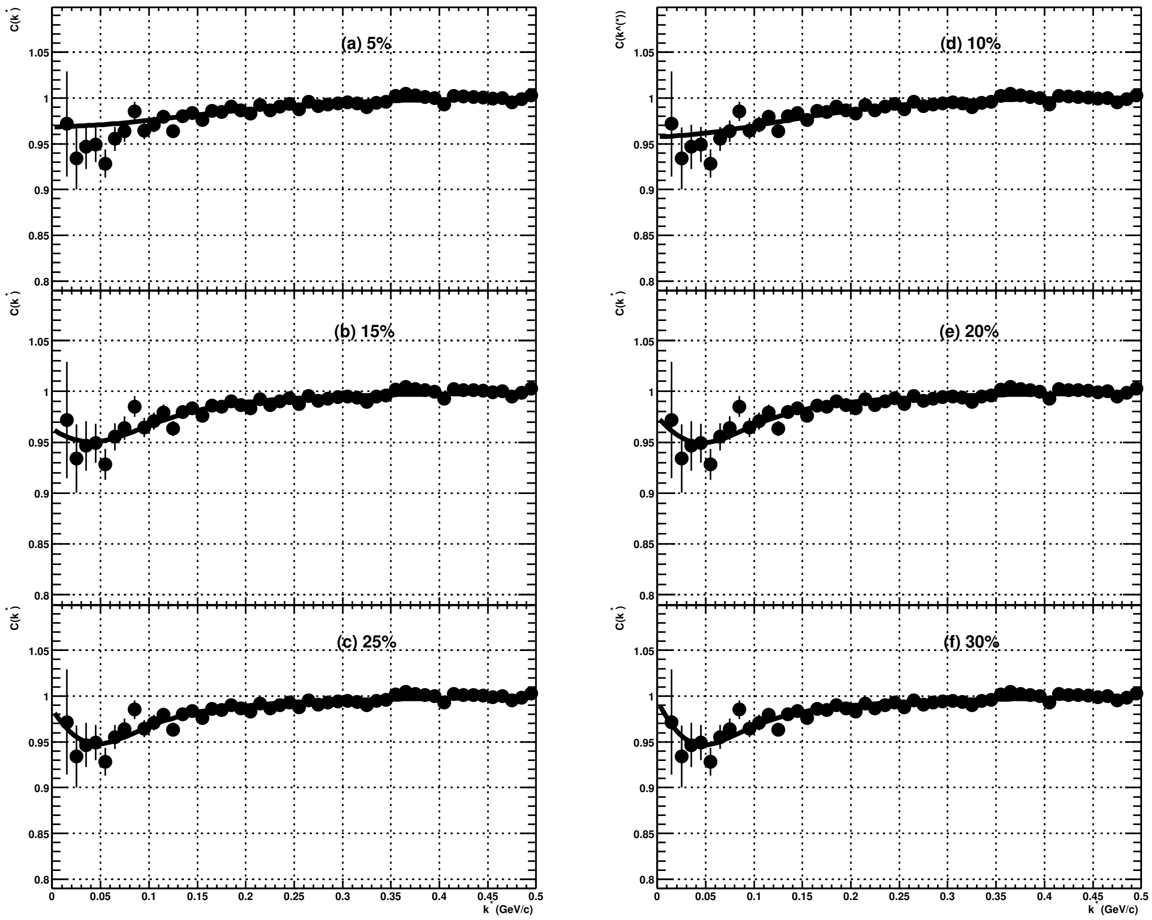

Figure 8.4: Ajustement du rayon et de la longueur d'interaction (parties réelle et imaginaire) de la fonction de corrélation $p - \overline{\Lambda}$ par le modèle analytique de Lednický & Lyuboshitz. La pureté est fixée à (a) 5%,(b) 10%,(c) 15%,(d) 20%,(e) 25% et (f) 30%.

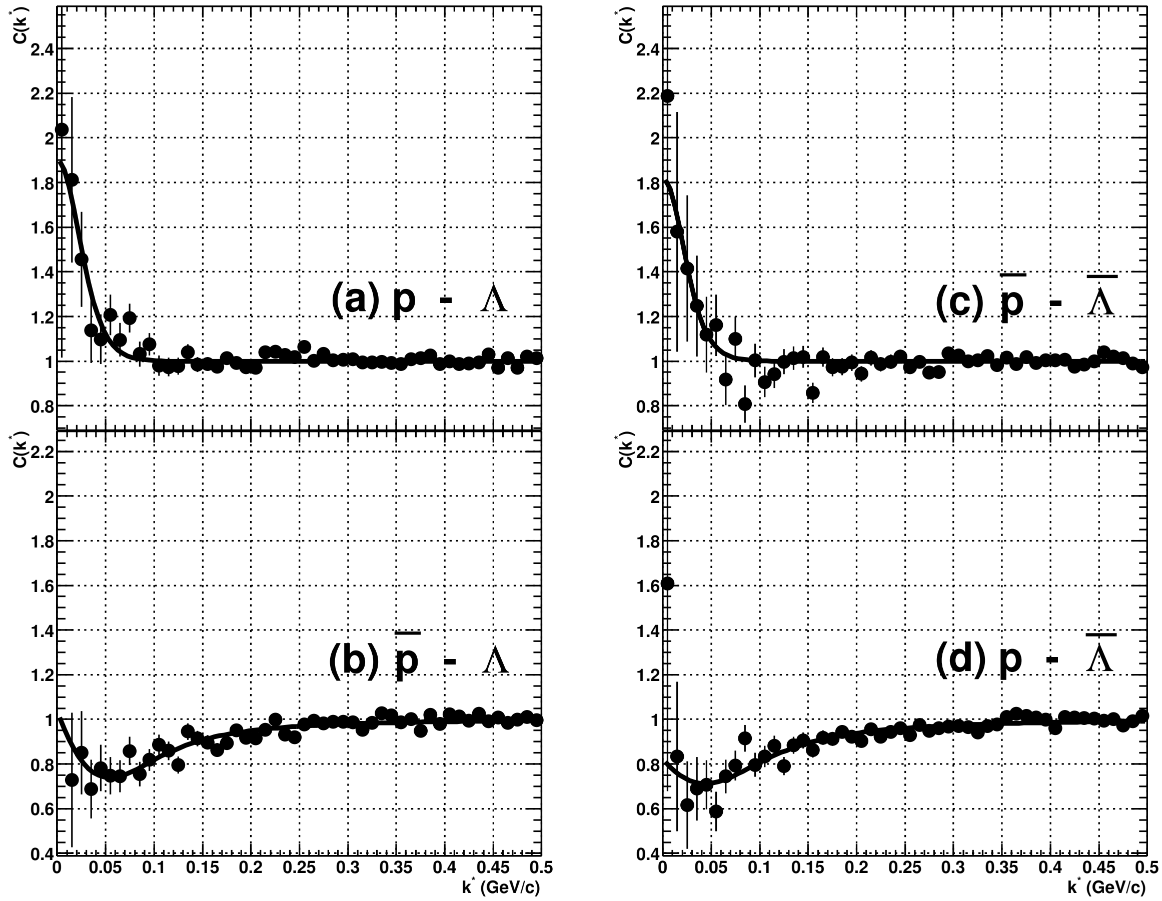

Figure 8.5: Fonctions de corrélation corrigées des effets de la pureté et de la résolution en impulsion et ajustées par le modèle analytique de Lednický & Lyuboshitz pour les systèmes : (a) $p - \Lambda$, (b) $\overline{p} - \Lambda$, (c) $\overline{p} - \overline{\Lambda}$ et (d) $p - \overline{\Lambda}$.

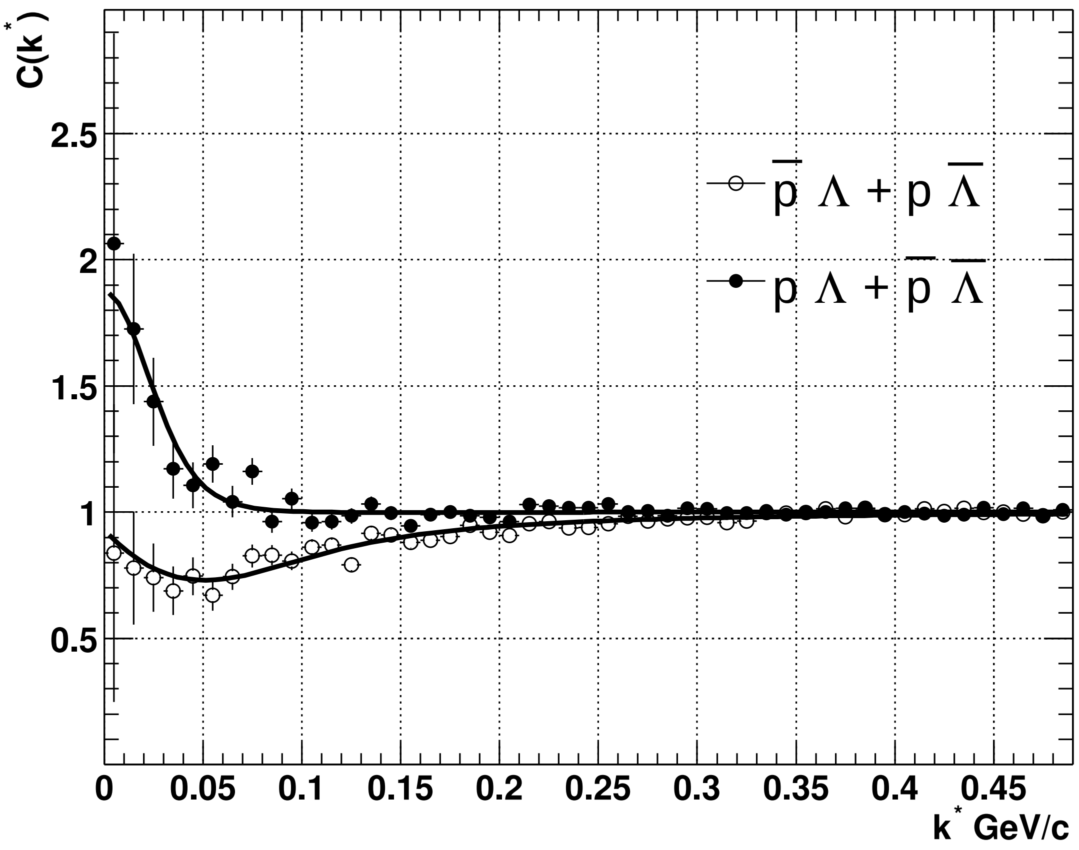

Figure 8.6: Fonctions de corrélation $p - \Lambda + \overline{p} - \Lambda$ et $\overline{p} - \Lambda + p - \overline{\Lambda}$ corrigées des effets de la pureté et de la résolution en impulsion et ajustées par le modèle analytique de Lednický & Lyuboshitz.

Système	Paramètre	Valeur (fm)
	f_0^S	2.88
	d_0^S	2.92
	f_0^T	1.66
	d_0^T	3.78
$p-\Lambda$	r_0	$2.94 \pm 0.34^{+0.92}_{-1.45}$
$\overline{p}-\overline{\Lambda}$	r_0	$3.24 \pm 0.59^{+0.90}_{-1.14}$
$p-\Lambda+\overline{p}-\overline{\Lambda}$	r_0	$3.09 \pm 0.30^{+0.85}_{-1.41}$

Tableau 8.1: Paramètres [Wan99] utilisés dans le cadre du modèle de Lednický & Lyuboshitz pour rendre compte de l'interaction entre les particules des systèmes $p-\Lambda$ et $\overline{p}-\overline{\Lambda}$ afin d'extraire le rayon de la source de particules. Les résultats présentés correspondent à l'ajustement des fonctions corrigées de la pureté et de la résolution en impulsion.

Système	Paramètre	Valeur (fm)
	d_0 (fm)	0.0
$\overline{p}$ - Λ	Im(f_0)	$1.88 \pm 1.78^{+2.74}_{-1.89}$
$\overline{p}$ - Λ	Re(f_0)	$-2.82 \pm 1.28^{+2.16}_{-1.18}$
$\overline{p}$ - Λ	r_0	$1.56 \pm 0.07^{+0.45}_{-0.97}$
p - $\overline{\Lambda}$	Im(f_0)	$0.37 \pm 0.66^{+1.26}_{-0.38}$
p - $\overline{\Lambda}$	Re(f_0)	$-1.20 \pm 1.07^{+0.56}_{-0.54}$
p - $\overline{\Lambda}$	r_0	$1.41 \pm 0.10^{+0.45}_{-0.85}$
$\overline{p}$ - Λ + p - $\overline{\Lambda}$	Im(f_0)	$1.01 \pm 0.92^{+2.43}_{-1.11}$
$\overline{p}$ - Λ + p - $\overline{\Lambda}$	Re(f_0)	$-2.03 \pm 0.96^{+1.37}_{-0.12}$
$\overline{p}$ - Λ + p - $\overline{\Lambda}$	r_0	$1.50 \pm 0.05^{+0.44}_{-0.92}$

Tableau 8.2: Paramètres extraits des ajustements des fonctions de corrélation $\overline{p}-\Lambda$, $p-\overline{\Lambda}$ et la somme $\overline{p}-\Lambda+p-\overline{\Lambda}$. Les erreurs systématiques sont calculées.

$\Lambda + \overline{p} - \overline{\Lambda}$ et $\overline{p} - \Lambda + p - \overline{\Lambda}$. Les deux procédures précédentes sont de nouveau effectuées. Les corrections sont appliquées en considérant la pureté et la résolution en impulsion des paires $p - \Lambda$ ($\overline{p} - \Lambda$). L'ajustement par le modèle permet de déterminer les différents paramètres en réduisant les erreurs statistiques (figure 8.6).

Les résultats de ces études sont résumés sur les figures 8.7, 8.8 et 8.9. Les valeurs sont indiquées dans les tableaux de l'Annexe A. L'estimation des erreurs systématiques a conduit aux résultats répertoriés dans les tableaux 8.1 et 8.2 et qui sont discutés dans la suite.

Les résultats ($r_0 = 3.09 \pm 0.30^{+0.85}_{-1.41}$ fm) sur la valeur de taille de source des systèmes $p-\Lambda$ et $\overline{p}-\overline{\Lambda}$ donnent des valeurs de l'ordre de 3 fm, ce qui est en accord avec les résultats obtenus par la collaboration NA49 lors de collisions Pb+Pb à une énergie de 158 AGeV (figure 8.14). Par contre, les tailles de sources extraites des fonctions de corrélation $p-\overline{\Lambda}$ et $\overline{p}-\Lambda$ ($r_0 = 1.50 \pm 0.05^{+0.44}_{-0.92}$ fm) sont extrêmement petites et de l'ordre de 1.5 fm (figure 8.7). Cette valeur est déterminée principalement par le large domaine en k^* ($0. < k^* < 3.$ GeV/c) des fonctions de corrélation sur lequel le signal est observé.

Les valeurs négatives pour la partie réelle ($-2.03 \pm 0.96^{+1.37}_{-0.12}$ fm) de la longueur d'interaction et les valeurs non nulles de la partie imaginaire ($1.01 \pm 0.92^{+2.43}_{-1.11}$ fm) prennent en compte le caractère attractif déduit des fonctions de corrélation. Les valeurs sont de l'ordre de 1-2 fm et sont en accord avec les études antérieures sur l'interaction baryon - anti-baryon.

Il faut noter que les paramètres des FSI utilisés dans cette analyse et extraits de [Wan99] ($f_0^S = 2.88$, $d_0^S = 2.92$, $f_0^T = 1.66$, $d_0^T = 3.78$) induisent une variation absolue de $\Delta r_0/r_0 = 4\%$ par rapport à ceux extraits de l'analyse des données de l'expérience NA49 [Led01] ($f_0^S = 2.3$, $d_0^S = 3.0$, $f_0^T = 1.8$, $d_0^T = 3.2$) lors de collisions Pb+Pb à 158 AGeV.

8.2.1 Effets de la pureté sur les valeurs des paramètres

Variations de r_0 en fonction de la pureté

Sur la figure 8.7 est représenté le rayon extrait de l'ajustement des fonctions de corrélation non corrigées en fonction de la pureté de la paire (PP), considérée comme un paramètre du modèle. Les points situés à des valeurs de pureté de paire supérieure à l'unité correspondent aux ajustements des fonctions de corrélation corrigées de la pureté et de la résolution en impulsion. Deux zones de rayons distincts apparaissent nettement. Le rayon augmente si la pureté de la paire augmente.

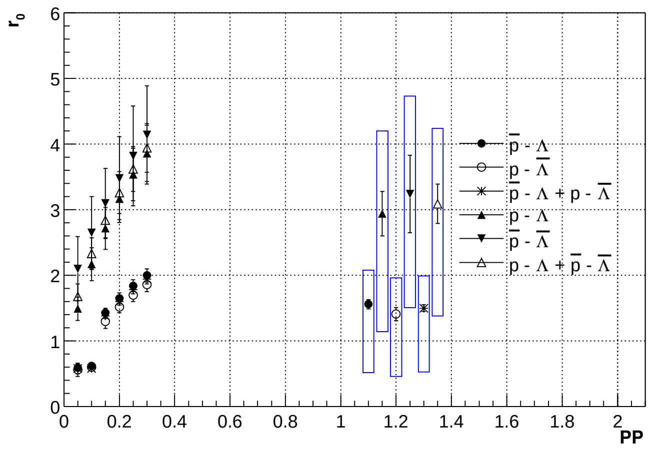

Figure 8.7: Variation du rayon de la source (r_0,fm) en fonction de la pureté de la paire (PP). Les points à droite (PP>1) correspondent aux fonctions de corrélation corrigées de la pureté et de la résolution en impulsion. Les rectangles représentent les erreurs systématiques.

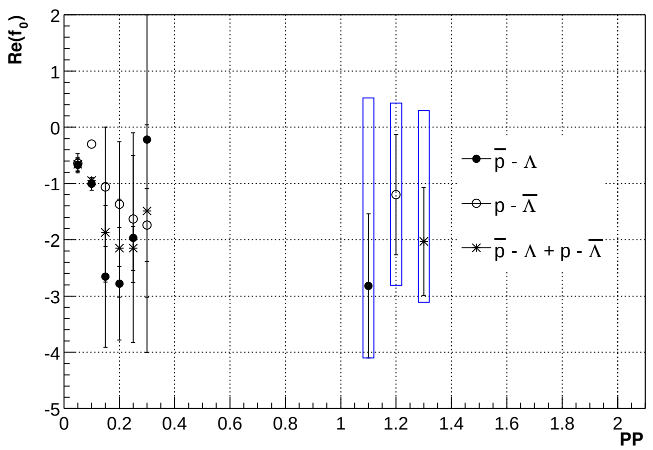

Figure 8.8: Variation de la partie réelle de la longueur d'interaction ($Re(f_0)$, fm) en fonction de la pureté de la paire (PP). Les points à droite (PP>1) correspondent aux fonctions de corrélation corrigées de la pureté et de la résolution en impulsion. Les rectangles représentent les erreurs systématiques.

Variations de $Re(f_0)$ en fonction de la pureté

La figure 8.8 représente la partie réelle de la longueur d'interaction en fonction de la pureté de la paire. On observe que la partie réelle est négative et inférieure à 4 fm en valeur absolue. Cette valeur est du même ordre de grandeur que les longueurs d'interaction dans l'état triplet et singulet pour $p - \Lambda$ (tableau 8.1).

Variations de $Im(f_0)$ en fonction de la pureté

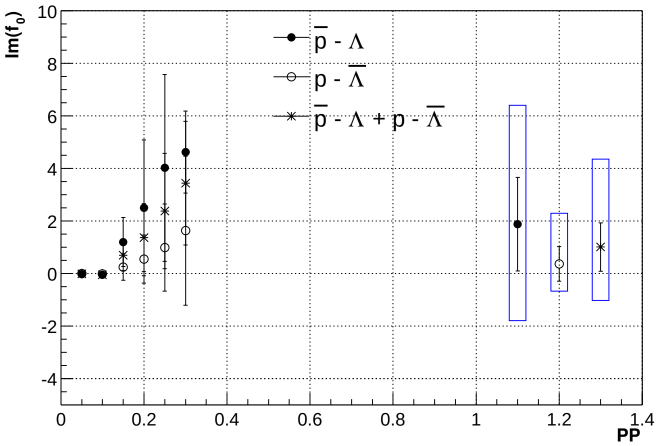

Figure 8.9: Variation de la partie imaginaire de la longueur d'interaction ($Im(f_0)$, fm) en fonction de la pureté de la paire (PP). Les points à droite (PP>1) correspondent aux fonctions de corrélation corrigées de la pureté et de la résolution en impulsion. Les rectangles représentent les erreurs systématiques.

La partie imaginaire de la longueur d'interaction croît avec la pureté de la paire (figure 8.9). On observe que les résultats des ajustements produisent une erreur du même ordre de grandeur que la valeur de la partie imaginaire de la longueur d'interaction. De plus, cette variable est positive et inférieure à 7 fm.

8.2.2 Corrélations résiduelles

La méthode de correction des effets de la pureté suppose que les particules issues de produits de décroissances ne participent pas à la fonction de corrélation. Considérons la fonction $p - \Lambda$. L'hypothèse précédente se traduit par le terme $(1 - PP(k^*)) * 1$ dans l'équation (8.2), où $(1 - PP(k^*))$ représente la probabilité de ne pas constituer une paire $p - \Lambda$ et "1" le poids d'une telle paire. Remarquons que ce "1" rend compte du fait que les corrélations résiduelles ne sont pas prise en compte.

$$C_{mes}(k^*) = PP(k^*) * C_{cor}(k^*) + (1 - PP(k^*)) * 1 \tag{8.2}$$

Or, lors de la reconstruction, il est tout à fait possible de confondre un proton issu d'un Λ avec un proton primaire. Dans ce cas, et puisqu'il existe une corrélation $\Lambda - \Lambda$, le proton issu d'un Λ corrélé avec un Λ primaire apporte une contribution résiduelle à la fonction de corrélation $p - \Lambda$. Celle-ci ne rend plus compte uniquement de l'interaction entre un proton primaire et un lambda primaire, mais contient aussi les effets de l'interaction entre un proton secondaire, issu d'un Λ, et un Λ primaire. Donc les corrélations $\Lambda - \Lambda$ sont incluses dans la fonction de corrélation $p - \Lambda$. Ce raisonnement est valide pour les fonctions de corrélation $\overline{p} - \overline{\Lambda}$, $p - \overline{\Lambda}$ et $\overline{p} - \Lambda$ vis-à-vis des systèmes $\overline{\Lambda} - \overline{\Lambda}$, $\Lambda - \overline{\Lambda}$ et $\overline{\Lambda} - \Lambda$ respectivement.

Particule	Proba.	Particule	Proba.
Λ_{prim}	38%	$\overline{\Lambda}_{prim}$	38%
Λ_{sec}	48%	$\overline{\Lambda}_{sec}$	48%
Λ_b	14%	$\overline{\Lambda}_b$	14%
p_{prim}	39%	$\overline{p}_{prim}$	42%
p_{Λ}	26%	$\overline{p}_{\Lambda}$	24%
p_{Σ^+}	8%	$\overline{p}_{\overline{\Sigma^-}}$	10%
p_{misc}	27%	$\overline{p}_{misc}$	24%

Tableau 8.3: Composition des échantillons de particules. Les (anti-)lambdas ($\Lambda/\overline{\Lambda}$) sont soit primaires (prim), secondaires (sec) ou liés au bruit combinatoire (b). Les (anti-) protons ($p/\overline{p}$) sont soit primaires (prim), soit issus de Λ ($\overline{\Lambda}$) ou de Σ^+ ($\overline{\Sigma^-}$). L'indice *misc* correspond à une mauvaise identification.

Paires	Participation
$p_{prim} - \Lambda_{prim}$	15%
$p_{\Lambda} - \Lambda_{prim}$	10%
$p_{prim} - \Lambda_{sec}$	19%
$p_{\Lambda} - \Lambda_{sec}$	12%
autre	44%

Tableau 8.4: Sources des paires $p - \Lambda$ et leur contribution à la fonction de corrélation $p - \Lambda$. Ces estimations sont valides pour les paires $\overline{p} - \overline{\Lambda}$, $\overline{p} - \Lambda$ et $p - \overline{\Lambda}$.

L'étude de la pureté a montré que 26% des protons (tableau 8.3) sont issus de lambdas et que 38% des lambdas sont primaires, donc l'interaction résiduelle provenant de $p_{\Lambda} - \Lambda$ contribue pour 10% (tableau 8.4) à la fonction de corrélation $p - \Lambda$. Les interactions résiduelles $\overline{p}_{\overline{\Lambda}} - \overline{\Lambda}$, $p_{\Lambda} - \overline{\Lambda}$ et $\overline{p}_{\overline{\Lambda}} - \Lambda$ interviennent de la même manière dans les fonctions de corrélation $\overline{p} - \overline{\Lambda}$, $p - \overline{\Lambda}$ et $\overline{p} - \Lambda$.

Le même raisonnement est applicable aux paires $p_{prim} - \Lambda_{sec}$ et $p_{\Lambda} - \Lambda_{sec}$ en considérant que les Λ_{sec} sont issus de Ξ^-, Ω^-, Ξ^0 ou Σ^0. Ainsi les corrélations résiduelles à prendre en compte sont les corrélations $p-\Xi^-$, $p-\Omega^-$, $p-\Xi^0$ et $p-\Sigma^0$ en distinguant, pour le proton, les cas où il est primaire des cas où il est issu d'un Λ. De plus, pour les paires $p_\Lambda - \Lambda_{sec}$, les Λ donnant des protons peuvent être primaires ou secondaires.

Les autres contributions répertoriées dans le tableau 8.4 concernent les paires $p_{misc} - \Lambda_{prim}$, $\Lambda_{sec} - p_{misc}$, $p_{misc} - \Lambda_b$ $p_\Lambda - \Lambda_b$ $p_{prim} - \Lambda_b$. Ces paires ne sont pas supposées être corrélées.

Les résultats de l'impact des corrélations résiduelles montrent [Sta03] que celles-ci ne sont pas négligeables. A titre d'exemple, la figure 8.10 représente la fonction de corrélation $p-\Lambda$ et $p-p_\Lambda$, où les p_Λ sont issus de la décroissance de Λ. Ces fonctions de corrélation sont paramétrisées par l'équation :

$$C(k^*) = 1 + e^{-k^*/0.15} \tag{8.3}$$

D'après nos estimations 10% de la fonction de corrélation $p-p_\Lambda$ est à soustraire de la fonction $p-\Lambda$ pour rendre compte des FSI. Ainsi, l'étude de la pureté doit tenir compte des interactions résiduelles.

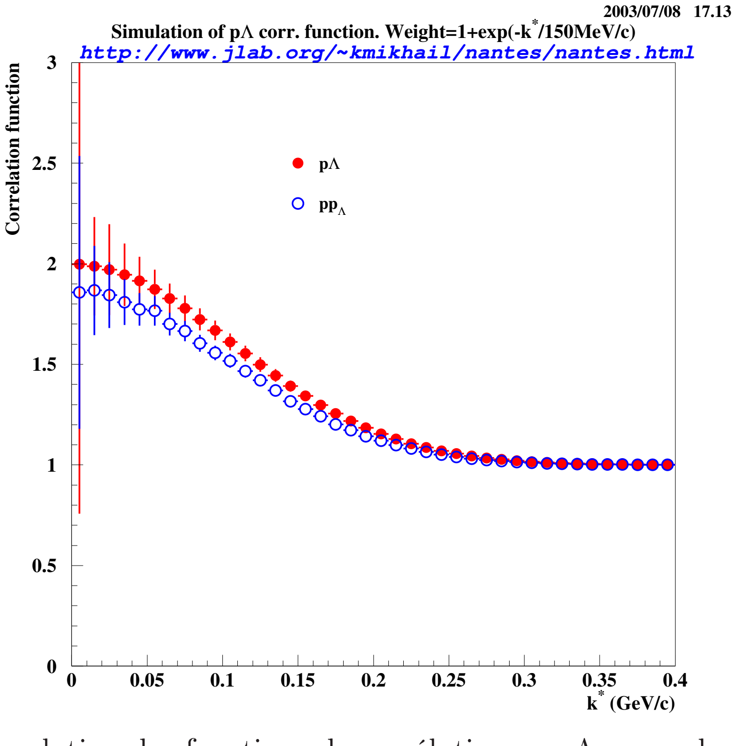

Figure 8.10: Simulation des fonctions de corrélation $p-\Lambda$, pour des protons primaires d'une part et pour des protons issus de Λs d'autre part [Sta03]).

8.3 R_{inv} en fonction de m_t

Les résultats concernant le rayon de la source de la présente analyse sont comparés avec les résultats des autres analyses effectuées par la collaboration STAR. Une diminution systématique du rayon (R_{inv}) de la source en fonction de la masse transverse (m_t) de la paire est supposée apparaître. Cette diminution a été observée par G. Alexander et al. [Ale01, Ale03, Kre02] lors de l'analyse des résultats interférometriques des expériences OPAL, DELPHI et ALEPH faites lors de collisions e^+e^- au LEP. Les rayons extraits des corrélations de Bose-Einstein et de Fermi-Dirac ont montré une dépendance proportionnelle à l'inverse du carré de la masse transverse.

En effet la relation d'incertitude d'Heisenberg conduit a :

$$R_{inv}(m_t) = \frac{c\sqrt{\hbar \Delta t}}{\sqrt{m_t}} \tag{8.4}$$

Δt est de l'ordre de 10^{-24} seconde qui est l'échelle de temps de l'interaction forte.

Pour une centralité de 0-10%, les résultats d'analyses interférométriques de l'expérience STAR effectuées lors de collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV ont été représentés sur la figure 8.11. On observe une nette diminution de R_{inv} en fonction de m_t mais la variation précédente en $\sqrt{(m_t)}^{-1}$ n'est pas vérifiée.

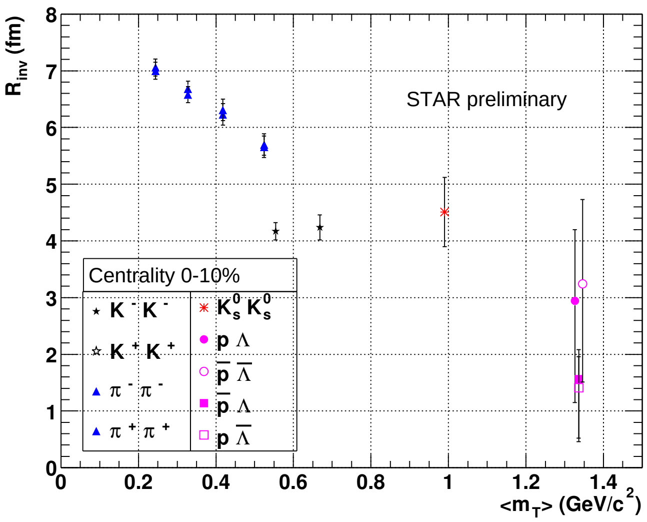

Figure 8.11: Variations du rayon de la source extrait des analyses interférométriques de la collaboration STAR. Les quatres points à droite sont issus de la présente analyse.

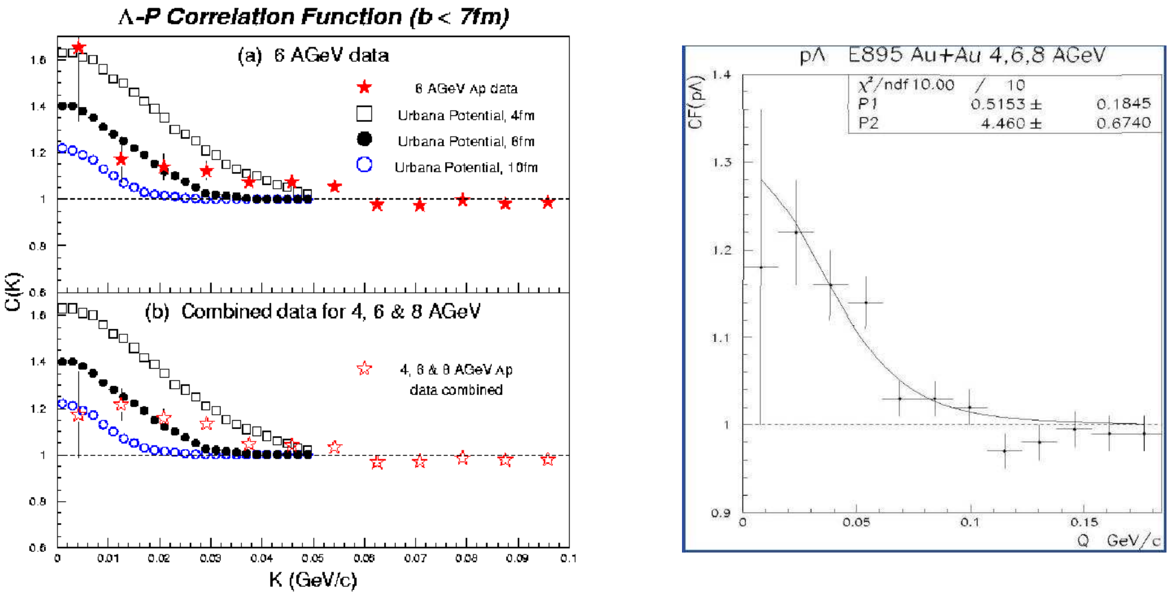

Figure 8.12: La fonction de corrélation $p-\Lambda$ mesurée lors de collisions Au+Au à $\sqrt{s_{\rm NN}}=$ 2, 4, 6 AGeV par l'expérience E895 (à gauche la figure est extraite de [Lis01], à droite la figure est extraite de [Led01]).

8.4 Les résultats de l'expérience E895

L'expérience E895 installée sur l'AGS à Brookhaven étudie les collisions Au+Au à 2-8 AGeV grâce à une TPC de grande acceptance. La figure 8.12 [Lis01] représente la fonction de corrélation $p-\Lambda$ mesurée par la collaboration E895. On observe une augmentation du nombre de paires à faible impulsion relative. La pureté est estimée à 80% pour les lambdas, le feed-down lié aux Σ^0s est estimé à 25%-30%. Les prédictions du modèle thermique prévoient, dans notre cas, une contamination de 40%.

La taille de la source (figure 8.12) est compatible avec les valeurs comprises dans l'intervalle 4.5 ± 0.7 fm et en accord avec les résultats obtenus dans la présente étude.

8.5 La technique de l'image de source

La mesure des fonctions de corrélation $p-\Lambda$, $p-p$ et $\pi-\pi$ a été effectuée par l'expérience E895 (AGS) lors de collisions Au+Au semi-centrales à une énergie de 6 AGeV [Bro02]. La technique développée par D. Brown et P. Danielewicz permettant d'extraire l'image de la source de particules à partir d'une fonction de corrélation [Bro01] a pu être appliquée [Bro02]. La fonction de corrélation est supposée avoir la forme :

$$C(q) - 1 = 4\pi \int drr^2 K(q,r) S(r). \tag{8.5}$$

où K(q,r) est le terme de Koonin-Pratt et inclut les FSI, S(r) est la distribution de la probabilité d'émission à la distance r dans le référentiel de la paire. Le rayon ($R_{1/2}$) de la source est estimé à mi-hauteur de la distribution. Sur la figure 8.13 (a), (b) (c), sont représentées les fonctions de corrélation expérimentales (data) et celles recalculées à partir des images extraites (restore). Les distributions des sources sont décrites en (d), (e) et (f). On note le caractère non gaussien des sources. La valeur de $R_{1/2}$ est en accord avec les résultats obtenus dans cette thèse.

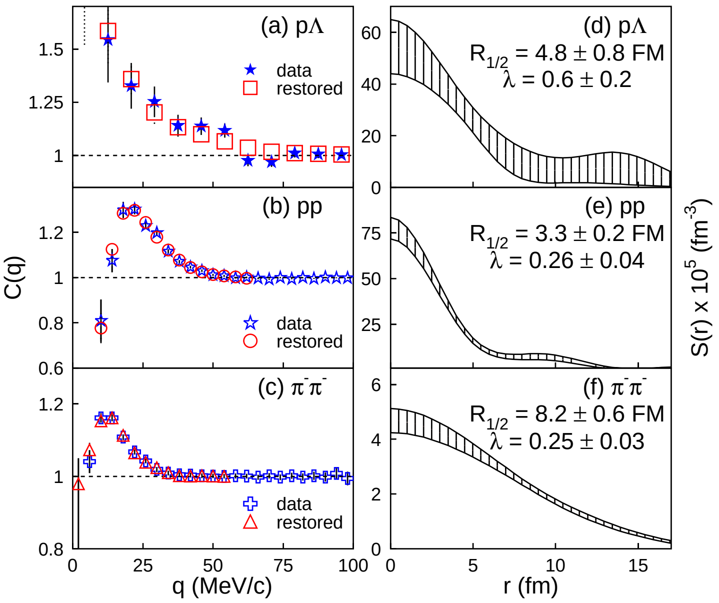

Figure 8.13: Exploitation de la technique d'image de source appliquée aux fonctions de corrélation (a,d) $p-\Lambda$, (b,e) $p-p$ et (c,f) $\pi-\pi$ [Bro02].

8.6 Les résultats de l'expérience NA49

L'expérience NA49 est installée au SPS du CERN et permet d'étudier les collisions Pb+Pb à des énergies comprises entre 40 AGeV et 158 AGeV avec une capacité d'identification significative. La figure 8.14 représente la fonction de corrélation $p-\Lambda$ obtenue par l'expérience NA49 [Blu02]. Cette fonction a été ajustée par le même modèle que celui utilisé lors de l'exploitation des résultats. Les longueurs d'interaction de l'état singlet (2.3 fm) et triplet (1.8 fm) sont comparables avec celles du modèle utilisé. Les valeurs des rayons obtenues sont en parfait accord avec celles obtenues dans le tableau 8.1.

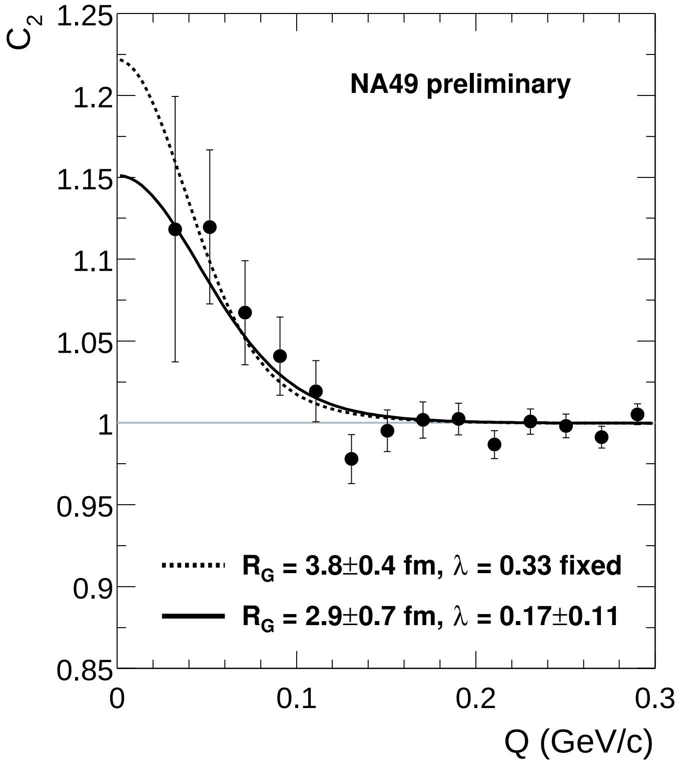

Figure 8.14: La fonction de corrélation $p - \Lambda$ mesurée lors de collisions Pb+Pb à 158 AGeV par l'expérience NA49 (figure extraite de [Blu02]).

8.7 Les études sur les interactions $p - \Lambda$

Grâce à l'étude de la production d'étrangeté associée à la réaction $pp \rightarrow K^+(\Lambda p)$, il est possible de caractériser les FSI du système $p - \Lambda$ [Hin04]. Les mesures ont été effectuées auprès du synchrotron refroidisseur COSY [Bil98] (Jülich, Allemagne) et du faisceau de proton SATURNE (Saclay, France) [Mag01]. Dans cette analyse, la section efficace de la réaction s'exprime par l'équation :

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_K dM_{\Lambda p}} = |\mathcal{M}|^2 \; |C_{FSI}|^2 \, \Phi_3 \tag{8.6}$$

où $\mathcal{M}$ est l'élément de la matrice de production, C_{FSI} l'amplitude des FSI et Φ_3 la fonction de distribution de l'espace des phases. La variable q est l'impulsion du Λ, dans le référentiel de Gottfried-Jackson du couple Λp. Les paramètres décrivant les FSI sont la longueur d'interaction, a (=-f_0) et le rayon effectif r (=d_0) pour chaque état de spin singlet ou triplet. Ces paramètres sont définis par $\lim_{q\rightarrow\infty} |C_{FSI}|^2 = 1$. Cette convention induit un signe négatif, pour la longueur d'interaction, absent dans la définition de ces paramètres dans le cadre du modèle de Lednický & Lyuboshitz.

$$C_{FSI} = \frac{q - i\beta}{q + i\alpha} \tag{8.7}$$

avec :

$$\alpha = \frac{1}{r}\left(1 - \sqrt{1 - 2\frac{r}{a}}\right), \quad \beta = \frac{1}{r}\left(1 + \sqrt{1 - 2\frac{r}{a}}\right) \tag{8.8}$$

La section efficace totale du couple $p\Lambda$ et le spectre de la masse manquante de la réaction $pp \rightarrow K^+X$ sont alors ajustés afin de déterminer les paramètres : a_T, r_T, a_S, r_T, $\mathcal{M}_S$ en fixant $|\mathcal{M}_T|^2/|\mathcal{M}_S|^2$. Les résultats de cette analyse sont représentés sur la figure 8.15. La zone hachurée représente les résultats de cette analyse. Les symboles correspondent aux calculs des modèles Nijmegen [Nag77, Nag79] (points), Julich [Hol89, Reu94] (triangles pointe en bas), Julich [Hai01] (carrés), et NSC [Mae89] (triangles pointe en haut).

Comparons les paramètres issus de [Wan99] ($f_0^S = 2.88$, $d_0^S = 2.92$, $f_0^T = 1.66$, $d_0^T = 3.78$) et de [Led01] ($f_0^S = 2.3$, $d_0^S = 3.0$, $f_0^T = 1.8$, $d_0^T = 3.2$) avec la figure 8.15. Les longueurs d'interaction et les rayons effectifs pour l'état triplet s'insèrent dans la zone hachurée. Par contre, pour l'état singlet, les paramètres sont juste à l'extérieur. Malgré les différences observées, nous pouvons conclure que les valeurs caractérisant les FSI sont compatibles.

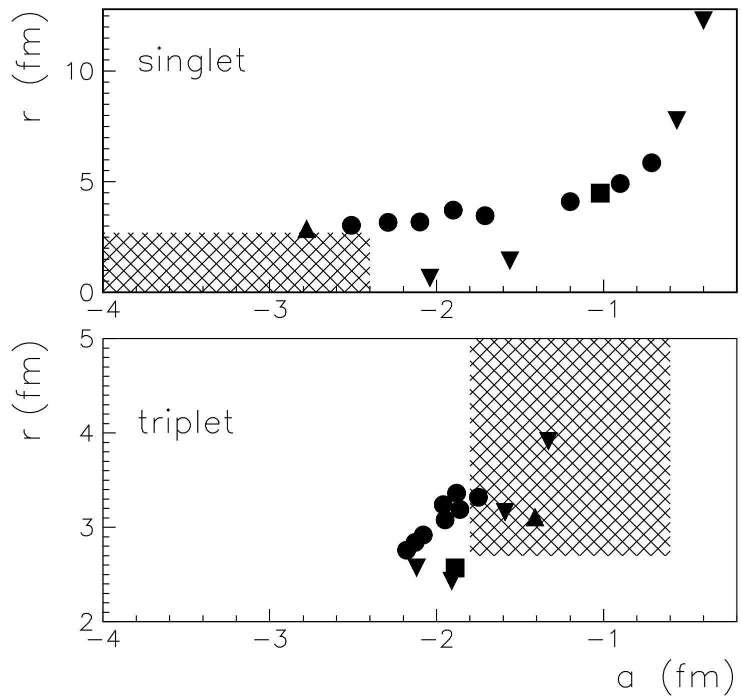

Figure 8.15: Longueur d'interaction (a=f_0) et rayon effectif (r=d_0) pour les états singlet et triplet du système $p - \Lambda$. La zone hachurée correspond au résultats expérimentaux, les symboles aux prédictions de modèles (voir texte) [Hin04].

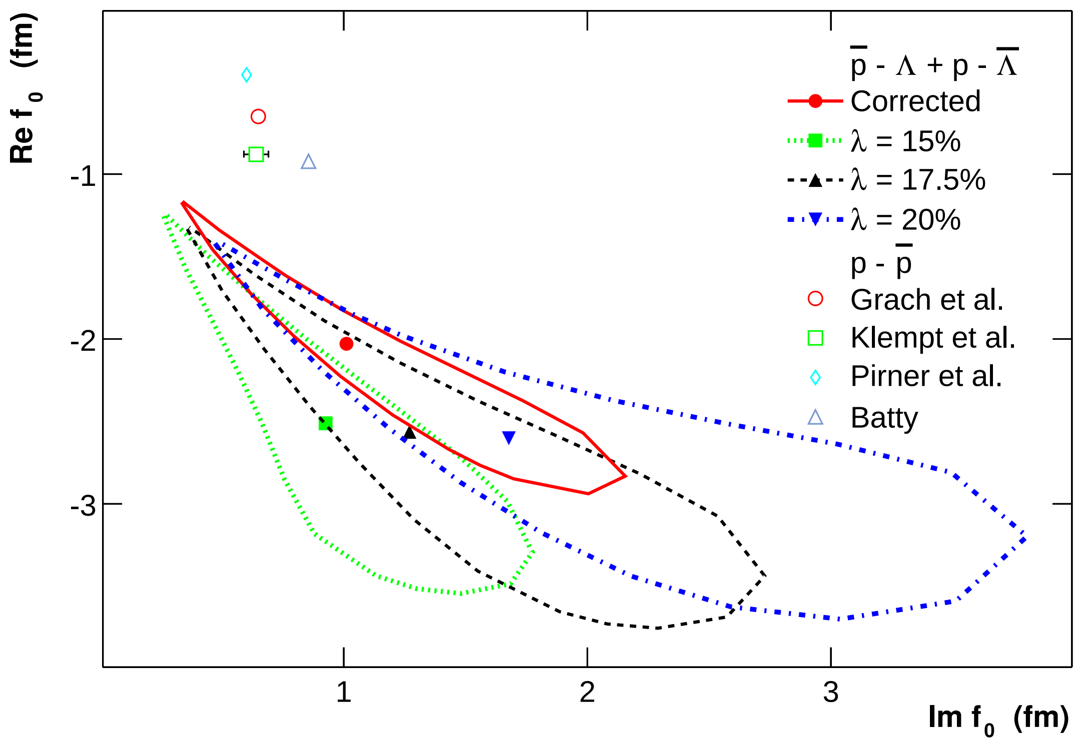

Figure 8.16: Paramètres décrivant les interactions dans l'état final pour les systèmes combinés $\overline{p}-\Lambda+p-\overline{\Lambda}$ et $p-\overline{p}$ [Gra88, Kle02, Pir91, Bat89]. Les courbes correspondent aux contours d'une unité de déviation standard.

8.8 Les études sur les interactions $N\overline{N}$

L'interaction $p\overline{p}$ a été étudiée par Kerbikov et al. [Ker93] dans le cadre de l'approximation de la longueur d'interaction de l'onde S. Les résultats obtenus pour les parties imaginaires des longueurs d'interaction dans l'état triplet (0.408 fm) et dans l'état singulet (0.98 fm) sont en accord avec la valeur moyenne sur le spin (0.55 fm) obtenue par la présente analyse (tableau 8.2).

L'étude à basse énergie des amplitudes d'interaction $N\overline{N}$ a été réalisée lors de l'analyse de données des LEAR [Gra88]. Cette étude a pris en compte les effets de l'annihilation, l'échange de charge et les effets Coulombiens. La difficulté principale provient du fait que les interactions $N\overline{N}$ sont caractérisées par des forces en présence dont la portée est de l'ordre du fermi, échelle à laquelle les effets non perturbatifs sont dominants. Lors des collisions $p\overline{p}$, le projectile ayant une impulsion de l'ordre de 300 MeV/c, la section efficace d'annihilation est 2.5 fois supérieure à la section efficace de diffusion. Dans le cadre de l'approximation de la portée effective, les paramètres du potentiel $n\overline{n}$ ($p\overline{p}$) ont été évalués lors de l'analyse de l'ensemble des données. En ce qui concerne l'onde S, et en effectuant la moyenne sur les spins, la longueur d'interaction est de l'ordre de $-0.6 + i0.5$ fm et le rayon effectif $n\overline{n}$ de l'ordre de 0.8 fm.

La comparaison de la longueur d'interaction moyennée sur le spin pour les systèmes combinés $p-\overline{\Lambda}$ et $\overline{p}-\Lambda$ avec les mesures antérieures pour le système $p-\overline{p}$ [Gra88, Kle02, Pir91, Bat89] est représentée sur la figure 8.16. On remarque que la partie imaginaire de la longueur d'interaction ajustée est en accord avec les résultats obtenus pour le système $p-\overline{p}$, cependant la partie réelle semble être plus négative. Il faut noter que la correction des effets de la pureté prenant en compte les variations en k^* tend à diminuer la taille du contour des erreurs (courbe "Corrected") par rapport à celle considérant une pureté constante (courbe "$\lambda = 17.5\%$"). La partie imaginaire et la partie réelle de la longueur d'interaction sont déplacées dans la direction des valeurs du système $p-\overline{p}$. Dans ce travail de thèse, nous avons montré que la partie réelle et imaginaire de la longueur d'interaction des systèmes $p-\overline{\Lambda}$ et $\overline{p}-\Lambda$ étaient $-2.03\pm0.96^{+1.37}_{-0.12}$ fm et $1.01\pm0.92^{+2.43}_{-1.11}$ fm. On remarque que ces résultats sont compatibles avec les études antérieures.

8.9 Conclusion

Les résultats de l'analyse interférométrique effectuée sur les systèmes $p-\Lambda$ et $\overline{p}-\overline{\Lambda}$ donnent un rayon de source de $r_0 = 3.09 \pm 0.30^{+0.85}_{-1.41}$ fm. Cette taille de source est compatible avec les résultats des expériences E895 ($r_0 = 4.5 \pm 0.7$ fm) et NA49 ($r_0 = 3-4$ fm). Par contre, l'étude des systèmes $p-\overline{\Lambda}$ et $\overline{p}-\Lambda$ donne une taille de source beaucoup plus petite, $r_0 = 1.20 \pm 0.05^{+0.44}_{-0.92}$ fm. Nous avons par ailleurs observé un déficit de paires sur un large domaine en k^* ($k^* < 0.25$ GeV/c) lors de l'étude des fonctions de corrélation $p-\overline{\Lambda}$ et $\overline{p}-\Lambda$. Ce large domaine en k^* où la corrélation est observée est à l'origine de la faible valeur de la taille de source.

La présente étude a permis d'extraire les paramètres de FSI pour les systèmes $p-\overline{\Lambda}$ et $\overline{p}-\Lambda$, montrant un fort signal dû à l'annihilation baryon - anti-baryon. Ainsi les parties réelle ($-2.03\pm0.96^{+1.37}_{-0.12}$ fm) et imaginaire ($1.01\pm0.92^{+2.43}_{-1.11}$ fm) de la longueur d'interaction ont été extraites. Ces valeurs sont en accord avec les études antérieures sur les interactions $p-\overline{p}$ donnant une partie réelle de longueur d'interaction de -0.7 fm.

Conclusions et perspectives

Les fonctions de corrélations $p-\Lambda$, $\overline{p}-\overline{\Lambda}$, $p-\overline{\Lambda}$ et $\overline{p}-\Lambda$ ont été étudiées lors de collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$= 200 GeV. Les fonctions de corrélations $p-\Lambda$ et $\overline{p}-\overline{\Lambda}$ ne sont sensibles qu'à l'interaction forte. L'interaction $p-\Lambda$ est bien connue et a été extrapolée au système $\overline{p}-\overline{\Lambda}$ dont la fonction de corrélation a été mesurée pour la première fois. Ainsi, les fonctions de corrélations $p-\Lambda$ et $\overline{p}-\overline{\Lambda}$ ont permis d'extraire une taille de la source de particules au freeze-out de $3.09 \pm 0.30^{+0.85}_{-1.41}$ fm. Les fonctions de corrélations $p-\overline{\Lambda}$ et $\overline{p}-\Lambda$, mesurées pour la première fois, montrent un fort signal correspondant à l'annihilation baryon - anti-baryon.

Les interactions particules - anti-particules ne sont pas encore bien connues à l'heure actuelle. Cependant, la modélisation analytique des fonctions de corrélations appliquée aux systèmes $p-\overline{\Lambda}$ et $\overline{p}-\Lambda$ a permis la paramétrisation des interactions dans l'état final. Les paramètres extraits dans le cadre de ce modèle sont la partie réelle ($-2.03 \pm 0.96^{+1.37}_{-0.12}$ fm) et imaginaire ($1.01 \pm 0.92^{+2.43}_{-1.11}$ fm) de la longueur d'interaction. La taille de la source de particules au freeze-out est de $1.50 \pm 0.05^{+0.44}_{-0.92}$ fm.

Il a été démontré que la résolution en impulsion du détecteur STAR était assez bonne pour ne pas induire des effets significatifs sur les fonctions de corrélations. De plus, l'étude de la pureté des échantillons de particules a montré une contamination importante. Les (anti-)protons primaires sont contaminés par les (anti-)protons issus de la décroissance des (anti-)lambdas. Les (anti-)lambdas sont contaminés majoritairement par les produits de décroissance des (anti-)sigmas zéros.

L'estimation de la pureté peut être améliorée grâce à plusieurs facteurs. Le couplage du SSD et du SVT pourra permettre une meilleure identification des particules étranges. De plus, l'utilisation d'un générateur d'événements prenant en compte les multiplicités et les rapports mesurés conduira à une meilleure estimation de la pureté. Finalement, la prise en compte des interactions résiduelles est un facteur important lors de la correction des fonctions de corrélations.

La présente étude nécessite plus d'événements. Durant l'année 2003, l'expérience STAR a acquis 50 millions d'événements Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$= 200 GeV. Grâce à cela, il sera possible non seulement d'étudier avec plus de précision les interactions dans l'état final des systèmes $p-\Lambda$ et $\overline{p}-\Lambda$, mais aussi de déterminer les asymétries spatio-temporelles lors de l'émission des p, $\overline{p}$, Λ et $\overline{\Lambda}$.

L'interférométrie de particules non-identiques appliquée aux Ξ et Ω, supposées n'être sensibles qu'aux tout premiers stades de la collision, pourrait permettre de caractériser la source de particules afin de contraindre les modèles d'évolution du milieu dense. Ainsi, le fait que ces multi-brayons étranges aient une plus faible section efficace d'interaction hadronique entraînerait une asymétrie lors de l'émission par rapport aux autres particules. Par conséquent, les fonctions de corrélations telles que $\pi-\Xi$ et $\pi-\Omega$ révèleraient les asymétries spatiales et temporelles attendues, moyennant l'étude des FSI encore inconnus.

L'étude des fonctions de corrélations $p-p$ peut être complétée par l'étude des fonctions de corrélations $p_{\Lambda}-p_{\Lambda}$. En effet, les corrélations résiduelles pourront être évaluées et la correction de la pureté mieux contrôlée. Cette démarche est applicable aux système $\overline{p}-\overline{p}$ et $p-\overline{p}$ par l'étude des systèmes $\overline{p}_{\overline{\Lambda}}-\overline{p}_{\overline{\Lambda}}$ et $p_{\Lambda}-\overline{p}_{\overline{\Lambda}}$.

Cette technique peut être appliquée à d'autre systèmes dont les interactions sont encore inconnues. Ainsi, les interactions entre les couples de particules $\Lambda-\Xi$, $\Xi-\Xi$, pourraient être mieux définies. Par conséquent, les modèles prédisant la stabilité d'hypernoyaux $\Lambda\ \Lambda$ par la transition $\Lambda\Lambda-\Xi\mathrm{N}$ pourraient être contraints.

Enfin, la méthode d'analyse peut être appliquée aux systèmes K_S^0-p, $K_S^0-\overline{p}$, $\Lambda-\Lambda$, $\overline{\Lambda}-\overline{\Lambda}$ et $\Lambda-\overline{\Lambda}$, où l'interaction forte est l'unique interaction présente. La recherche de pentaquarks peut bénéficier de la technique des fonctions de corrélations grâce à l'étude des systèmes K_S^0-p et $\pi-\Xi$.

Ce travail aura donc montré que la technique d'interférométrie de particules non-identiques est non seulement un outil puissant pour déterminer l'extension spatio-temporelle de la source, mais aussi un outil permettant d'étudier les FSI encore inconnus.

Annexe A

Tables des Résultats

	$p-\Lambda$		$\overline{p}-\overline{\Lambda}$		$p-\Lambda+\overline{p}-\overline{\Lambda}$	
Pureté	r_0	χ^2	r_0	χ^2	r_0	$\chi^2/49$
5%	1.49 ± 0.18	$59.87/49$	2.10 ± 0.49	$47.05/49$	1.68 ± 0.19	51.73
10%	2.17 ± 0.25	$61.72/49$	2.65 ± 0.55	$46.21/49$	2.33 ± 0.24	51.63
15%	2.72 ± 0.33	$62.98/49$	3.10 ± 0.53	$46.01/49$	2.84 ± 0.28	52.23
20%	3.16 ± 0.36	$63.61/49$	3.48 ± 0.63	$46.01/49$	3.26 ± 0.32	52.69
25%	3.54 ± 0.40	$63.96/49$	3.82 ± 0.76	$46.08/49$	3.62 ± 0.34	53.06
30%	3.86 ± 0.43	$64.20/49$	4.14 ± 0.75	$46.17/49$	3.94 ± 0.37	53.37
corrigée	2.94 ± 0.34	$62.89/48$	3.24 ± 0.59	$46.00/48$	3.09 ± 0.30	52.51

Tableau A.1: Résumé des résultats des ajustements des fonctions de corrélations $p-\Lambda$, $\overline{p}-\overline{\Lambda}$ et la somme des deux, pour différentes valeurs de la pureté. Les résultats après correction de la pureté et de la résolution en impulsion sont indiqués.

	$\overline{p}-\Lambda$			
Pureté	r_0	$Im(f_0)$	$Re(f_0)$	$\chi^2/47$
5%	0.59 ± 0.01	-0.019 ± 0.006	-0.67 ± 0.11	66.74
10%	0.62 ± 0.05	-0.050 ± 0.005	-1.01 ± 0.11	56.04
15%	1.43 ± 0.07	1.2 ± 0.9	-2.65 ± 1.26	66.77
20%	1.65 ± 0.08	2.5 ± 2.6	-2.78 ± 1.00	68.58
25%	1.84 ± 0.09	4.0 ± 3.4	-1.96 ± 1.86	69.86
30%	2.01 ± 0.10	4.6 ± 1.6	-0.22 ± 3.80	70.87
corrigée	1.56 ± 0.07	1.88 ± 1.78	-2.82 ± 1.28	68.02

Tableau A.2: Résumé des résultats d'ajustement de la fonction de corrélation $\overline{p}-\Lambda$.

	$p-\overline{\Lambda}$			
Pureté	r_0	$Im(f_0)$	$Re(f_0)$	$\chi^{2/4}$
5%	0.56 ± 0.10	-0.013 ± 0.022	-0.64 ± 0.17	55.65
10%	0.60 ± 0.02	-0.012 ± 0.003	-0.30 ± 0.04	48.48
15%	1.30 ± 0.11	0.25 ± 0.51	-1.06 ± 1.06	54.26
20%	1.52 ± 0.09	0.55 ± 0.91	-1.37 ± 1.11	55.08
25%	1.70 ± 0.10	0.99 ± 1.66	-1.63 ± 1.13	55.52
30%	1.86 ± 0.11	1.63 ± 2.836	-1.74 ± 0.65	55.76
corrigée	1.41 ± 0.10	0.37 ± 0.66	-1.20 ± 1.1	54.80

Tableau A.3: Résumé des résultats d'ajustement de la fonction de corrélation $p-\overline{\Lambda}$.

	$\overline{p}-\Lambda+p-\overline{\Lambda}$			
Pureté	r_0	$Im(f_0)$	$Re(f_0)$	$\chi^2/47$
5%	0.58 ± 0.08	-0.014 ± 0.16	-0.66 ± 0.13	65.96
10%	0.58 ± 0.01	-0.048 ± 0.002	-0.95 ± 0.03	48.18
15%	1.38 ± 0.04	0.70 ± 0.59	-1.87 ± 0.88	64.26
20%	1.59 ± 0.05	1.37 ± 1.29	-2.15 ± 0.87	66.68
25%	1.78 ± 0.06	2.38 ± 2.19	-2.15 ± 0.39	68.27
30%	1.94 ± 0.07	3.44 ± 2.35	-1.49 ± 1.53	69.41
corrigée	1.50 ± 0.05	1.01 ± 0.92	-2.034 ± 0.96	65.97

Tableau A.4: Résumé des résultats d'ajustement de la fonction de corrélation $\overline{p}-\Lambda+p-\overline{\Lambda}$.

Bibliographie

[Abr00] M. C. Abreu *et al.*, Phys. Lett. **B477** (1991) 28

[Ada02] D. Adamová *et al.*, Nucl. Phys. **A714** (2003) 124-144, nucl-ex/0207005

[Ada03a] STAR collaboration, J. Adams *et al.*, Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 072304, nucl-ex/0306024

[Ada03b] STAR collaboration, J. Adams *et al.*, Phys. Rev. Lett. **92** (2004) 052302, nucl-ex/0306007

[Ada03c] STAR Collaboration, J. Adams *et al.*, to be published in Phys. Rev. Lett., nucl-ex/0312009

[Ada03d] STAR Collaboration, J. Adams *et al.*, Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 172302, nucl-ex/0305015

[Ada03e] STAR Collaboration, J. Adams *et al.*, Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 262302, nucl-ex/0307025

[Ada03f] STAR Collaboration, J. Adams *et al.*, to be published, nucl-ex/0311017

[Ada03g] STAR Collaboration, J. Adams *et al.*, Phys. Rev. Lett. **92** (2004) 182301, nucl-ex/0307024

[Ada03h] STAR Collaboration, J. Adams *et al.*, Multi-strange baryon transverse expansion in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$GeV, to be published

[Ada03i] STAR Collaboration, J. Adams *et al.*, Phys. Rev. Lett. **92** (2004) 092301

[Ada04] STAR collaboration, J. Adams *et al.*, Phys. Rev. Lett. **92** (2004) 112301, nucl-ex/0310004

[Ada04a] STAR collaboration, J. Adams *et al.*, nucl-ex/0407007

[Adl01] STAR collaboration, C. Adler *et al.*, Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 4778

[Adl02] STAR collaboration, C. Adler *et al.*, Phys. Rev. Lett. **89** (2002) 092301, nucl-ex/0203016

[Adl01a] STAR collaboration, C. Adler *et al.*, Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 082301, nucl-ex/0107008

[Adl01b] STAR collaboration, C. Adler *et al.*, Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 182301, nucl-ex/0107003

[Adl04a] PHENIX collaboration, S. S. Adler, Phys. Rev. **C69** (2004) 014901, nucl-ex0305030

[Adl04b] PHENIX collaboration, S. S. Adler, Phys. Rev. Lett. **92** (2004) 051802

[Agg00] M. M. Aggarwal *et al.*, Phys. Lett. **85** (2000) 2595

[Ahm94] S. Ahmad *et al.*, STAR Note SN0174 (1994)

[Akk04] S.V. Akkenlin, M.S. Borysova and Yu. M. Sinyukov, nucl-th/0403079

[Akk03] S.V. Akkenlin and Yu. M. Sinyukov, nucl-th/0310036

[Akk95] S.V. Akkelin, Yu.M. Sinyukov, Phys. Lett. **B356** (1995) 525

[Aka95] G. Akachiev *et al.*, Phys. Rev. Lett. **75** (1995) 1272

[Ale01] G. Alexander, conference talk at EPS2001-Budapest, hep-ph/0108194

[Ale03] G. Alexander, Rept. Prog. Phys. **66** (2003) 481-522, hep-ph/0302130

[Bar99] J. Barrete *et al.*, Phys. Rev. **C60** (1999) 054905, nucl-ex/9905003

[Bar04] O. Barannikova, talk given at the RHIC & AGS Annual User's Meeting 2004

[Bas98] S. A. Bass, M. Gyulassy, H. Stoecker, W. Greiner, J. Phys.**G25** R1 (1998), hep-ph/9810281

[Bat89] C. J. Batty, Rep. Prog. Phys. **52** (1991) 1165

[Bet96] W. Betts *et al.*, STAR Note SN0263 (1996)

[Bil98] B. Bilger *et al.*, Phys. Lett. **B420** (1998) 217

[Bir95] T. S. Biro P. Levais and B. Muller, Phys. Rev. **C52** (1995) 401

[Bjo83] J. D. Bjorken, Phys. Rev. **D27** (1983) 140

[Bla87] J. P. Blaizot and A. H. Mueller, Nucl. Phys. **B289** (1987) 847

[Blu02] C. Blume *et al.*, Nucl.Phys. **A715** (2003) 55, nucl-ex/0208020

[Bow91] M.G. Bowler, Phys. Lett. **B270** (1991) 69

[Bra04] P.Braun-Munzinger *et al*, nucl-th/0210070

[Bra01] P.Braun-Munzinger *et al*, Phys. Lett. **B518** (2001) 41

[Bra99] P.Braun-Munzinger *et al*, Phys. Lett. **B465** (1999) 15, nucl-th/9903010

[Bra96] P.Braun-Munzinger *et al*, Phys. Lett. **A606** (1996) 320

[Bro91] G. E. Brown and M. Rho, Phys. Rev. Lett. **66** (1991) 2720

[Bro01] D. Brown and P. Danielewicz, Phys. Rev. **C60** (1999) 067901

[Bro02] D. Brown *et al*, Phys.Rev.Lett. **91** (2003) 162301, nucl-ex/0212028

[Bru03] G. E. Bruno *et al.*, nucl-ex/0305033

[Cai04] H. Caines, talk given at the RHIC & AGS Annual User's Meeting 2004

[Cal01] M. C. de la Barca Sanchez, PhD. Thesis, Yale University (2001), nucl-ex/0111004

[Cal02] M. C. de la Barca Sanchez, Quark Matter 2002, poster

[Cas04] J. Castillo, Quark Matter 2004 proceedings, nucl-ex/0403027

[Cen01] http ://www.star.bnl.gov/STAR/html/all_l/trigger2001/

[Cro75] J. W. Cronin *et al*, Phys. Rev. **D11** (1975) 3105

[Cso96] T. Csörgö and B. Lörstad, Phys. Rev. **C54** (1996) 1390

[Cso04] T. Csörgö *et al*, talk given at the 20th Winter Workshop on Nuclear Dynamics, hep-ph/0406042

[Fri03] R. J. Fries, B. Muller, C. Nonaka, S. A. Bass, Phys. Rev. **C68** (2003) 044902

[Gra88] I. L. Grach *et al.*, Soc. J. Nucl. Phys. **48** (1988) 609-616

[Gre94] C. Greiner *et al.*, Nucl. Phys. **A566** (1994) 157c-166c

[Gol60] G. GoldHaber, S. GoldHaber, W. Lee et A. Pais, Phys. Rev. **120** (1960) 300

[Gre03] V. Greco, C. M. Ko and P. Levai, Phys. Rev. **C68** (2003) 034904

[Gyu04a] M. Gyulassy, talk at NATO Advanced Study Institute : Structure and Dynamics of Elementary Matter, Kemer, Turkey, (2003), nucl-th/0403032

[Gyu04b] M. Gyulassy, RBRC Scientific Articles Vol.9, New Discoveries at RHIC : the current case for the strongly interactive QGP, BNL 2004, nucl-th/0405013

[Gyu03] M. Gyulassy *et al.*, nucl-th/0302077 (2003)

[Gyu94] M. Gyulassy *et al.*, Comput. Phys. Commun. **83** (1994) 307, nucl-th/9502021

[Hag02] K. Hagiwara *et al.*, Phys. Rev **D66** (2002) 010001

[Hai01] J. Haidenbauer, W. Melnitchouk and J. Speth, nucl-th 0108062 (2001) and AIP Conf. Proc. **603** (2001) 421

[Han56] R. Hanbury Brown et R. Q. Twiss, NATURE **4497** (1956) 27

[Han01] S. Hands, Contemp. Phys. **42** (2001) 209-225, physics/0105022

[Har96] J. W. Harris and B. Müller, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **46** (1996) 71

[Har93] J. Harris *et al.*, STAR Project Conceptual Design Report Update Technical Report PUB-5347 DOE (1993)

[Har92] J. Harris *et al.*,STAR Conceptual Design Report. Technical Report PUB-5347, DOE (1992)

[Hin04] F. Hinterberger and A. Sibirtsev, nucl-ex/0402021

[Hol89] B. Holzenkamp, K. Holinde and J. Speth, Nucl. Phys. **A500** (1989) 485

[Huo02] P. Huovinen *et al.*, Phys. Rev. **C66** (2002) 014903

[Huo01] P. Huovinen *et al.*, Phys. Lett. **B503** (2001) 58

[Jac04] J. Jacobs and X. N. Wang, hep-ph/0405125

[Kar02] F. Karsch, Nucl. Pys. **A698** (2002) 199c

[Kar88] F. Karsch *et al.*, Z. Phys. **C37** (1988) 617

[Kar01] D, Karzeev and E. Levin, Phys. Lett. **B523** (2001) 79

[Ker93] B. O. Kerbikov *et al.*, Nucl. Phys. **A558** (1993) 177c

[Kle02] E. Klempt *et al*, Phys. Rep. **368** (2002) 119

[Kop74] G. I. Kopylov and M. I. Podgoretskii, Sov. J. of Nucl. Phys. **18** (1975) 336

[Kre02] T. Kress *et al*, OPAL Collaboration, hep-ex/0201046

[Kun98] G.J. Kunde *et al.*, STAR Note SN0349 (1998)

[Lam02] M. A. C. Lamont, Ph.D Thesis, University of Birmingham (2002)

[Led82] R. Lednický and V. L. Lyuboshitz, Yad. Fiz. **35** (1982) 1316

[Led90] R. Lednický & V. L. Lyuboshitz, Proc. CORINNE 90 Nantes, France, 1990 (ed. Ardouin, World Scientific) p. 42

[Led96] R. Lednický *et al.*, Phys. Lett. **B373** (1996) 30

[Led01] R. Lednický, Contribution to Proceedings of the International Workshop on the Physics of the Quark-Gluon Plasma, Palaiseau, (2001), nucl-th/0112011

[Led02] R. Lednický, Contribution to Proceedings of the XXXII International Symposium on Multiparticle Dynamics, Alushta, Ukraine, (2002), nucl-th/0212089

[Led03] R. Lednický, Phys. Atom. Nucl. **67** (2004) 72-82 ; Yad. Fiz. **67** (2004) 73-83, nucl-th/0305027

[Len99] B. Lenkeit *et al.*, Nucl. Phys. **A661** (1999) 23c

[Lis01] M. A. Lisa *et al.*, Nucl.Phys. **A698** (2002) 185, nucl-ex/0104012

[Lis96] M.A. Lisa *et al.*, STAR Note SN0238 (1996)

[Mag02] D. Magestro, J. Phys. **G28** (2002) 1745, hep-ph/0112178

[Mae89] P.M.M. Maessen, T. A. Rijken and J.J. de Swart, Phys. Rev. **C40** (1989) 226

[Mag01] M. Maggiora *et al.*, Nucl. Phys. **A691** (2001) 329c

[Mar92] S. Margetis *et al.*, STAR Note SN0089 (1992)

[Mat86] T. Matsui and H. Satz, Phys. Lett. **B178** (1986) 416

[Mit94] J. T. Mitchell *et al.*, STAR Note SN0190 (1994)

[Mol03] D. Molnar and S. A. Voloshin, Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 092301

[Mul85] B. Müller, Lecture Notes in Physics, Springer-Verlag Berlin Heidelberg (1985)

[Nag77] M.M. Nagels, T. A. Rijken and J.J. de Swart, Phys. Rev. **D15** (1977) 2547

[Nag79] M.M. Nagels,T. A. Rijken and J.J. de Swart, Phys. Rev. **D20** (1979) 1633

[Oll98] J.Y. Ollitrault, Nucl.Phys. **A638** (1998) 195-206, nucl-ex/9802005

[Oll92] J.-Y. Ollitrault, Phys. Rev. D **46**, (1992)229

[Pei02] T. Peitzmann and M. H. Thoma, Phys. Rept. **374** (2002) 175-246

[Pen99] S. Pendey *et al.*, Nucl. Phys. **A661** (1999) 686c

[Pin00] W. Pinganaud, PhD Thesis, Universitée de Nantes (2000)

[Pir91] H. J. Pirner *et al.*, Z. Phys. A Had. and Nucl. **338** (1991) 111

[QM04] Quark Matter 2004, to be published in Jour. Phys. G (Nucl. Part. Phys.)

[QM02] Quark Matter 2002, Nucl. Phys. **A715** (2003)

[QM01] Quark Matter 2001, Nucl. Phys. **A698** (2002)

[Raf82] J. Rafelsky and B.Mueller, Phys. Rev. Lett. **48** (1982) 1066

[Shu04] E. V. Shuryak and I. Zahed (2004), hep-ph/0403127.

[Shu78] E. Shuryak, Phys. Lett. **B78** (1978) 150

[Ret03] F. Retière and M. A. Lisa, nucl-th/0312024

[Reu94] A. Reuber, K. Holinde and J. Speth, Nucl. Phys. **A570** (1994) 543

[Ris96] D. Rischke and G. Gyulassy, Nucl. Phys. **597** (1996) 701

[Sch93] E. Schnedermann, J. Sollfrank and U. Heinz, Phys. Rev. **C48** (1993) 2462

[Sch04] K. Schweda, STAR collaboration, proceedings of the QM2004 conference, Jan2004, Oakland, (2004), nucl-ex/0403032

[Sin98] Yu.M. Sinyukov *et al.*, Phys. Lett. **B432** (1998) 249

[Sta03] A.V.Stavinskiy *et al.*, Rapport Interne SUBATECH-2003-03

[Tea01] D. Teaney, J. Lauret and E. Shuryak, (2001) nucl-th/0110037

[The01a] R. L. Thews *et al.*, J.Phys. **G27** (2001) 715

[The01b] R. L. Thews *et al.*, Phys. Rev. **C63** (2001) 054905

[Vit02] I. Vitev and M. Gyulassy, Phys.Rev.Lett. **89** (2002) 252301, hep-ph/0209161

[Vol97] S. Voloshin *et al.*, Phys. Lett. **79** (1997) 4766

[Wan99] F. Wang *et al.*, Phys. Rev. Lett. **83** (1999) 3138-3141, nucl-th/9907019

[Wan91] X. Wang *et al.*, Phys. Rev. **D44** (1991) 3501