UNIVERSITÉ DE NANTES
FACULTÉ DES SCIENCES ET DES TECHNIQUES

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

Année 2005

N° attribué par la bibliothèque

|_|_|_|_|_|_|_|_|_|_|

Propriétés chimiques et dynamiques des collisions d'ions lourds aux énergies du RHIC par la mesure de la production des baryons doublement étranges dans l'expérience STAR

THÈSE DE DOCTORAT

Discipline : Physique Nucléaire

Spécialité : Physique des ions lourds

*Présentée
et soutenue publiquement par*

Magali ESTIENNE

Le 19 avril 2005, devant le jury ci-dessous

Présidente :	Sonia KABANA : *Professeur université de Nantes*	SUBATECH-Nantes
Rapporteurs:	Jean GOSSET, *Ingénieur de recherche*	DAPNIA/SPhN - Saclay
	Karel SAFARIK, *Directeur de recherche*	CERN - Genève
Examinateurs :	Jean-Paul BLAIZOT, *Directeur de recherche CNRS*	ECT* - Trento
	Philippe CROCHET, *Chargé de recherche CNRS*	LPC - Clermont-Ferrand
	Jacques MARTINO, *Professeur, Ecole des Mines*	SUBATECH - Nantes
	Christelle ROY, *Chargée de recherche CNRS*	SUBATECH - Nantes

Directeur de thèse : Jacques MARTINO : *Professeur, Ecole des Mines* SUBATECH - Nantes

N° ED 0366-196

PROPRIÉTÉS CHIMIQUES ET DYNAMIQUES DES COLLISIONS D'IONS LOURDS AUX ÉNERGIES DU RHIC PAR LA MESURE DE LA PRODUCTION DES BARYONS DOUBLEMENT ÉTRANGES DANS L'EXPÉRIENCE STAR

Chemical and dynamics properties of heavy ion collisions at RHIC energies by the measurement of the production of the doubly strange baryons in the STAR experiment

Magali ESTIENNE

Université de Nantes

Magali ESTIENNE

Propriétés chimiques et dynamiques des collisions d'ions lourds aux énergies du RHIC par la mesure de la production des baryons doublement étranges dans l'expérience STAR

xxv+258 p.

“Oui bien sûr, s’il fait beau demain”, dit Mrs Ramsay. “Mais, ajouta-t-elle, il faudra que tu te lèves à l’aurore.” À ces mots, son fils ne se sentit plus de joie, comme s’il était entendu que l’expédition aurait lieu à coup sûr et que cette merveille qu’il attendait depuis des années et des années semblait-il, était enfin, à portée de sa main. Comme il appartenait déjà, à l’âge de six ans, au vaste clan de ceux dont les sentiments ont tendance à empiéter les uns sur les autres, et qui ne peuvent empêcher les perspectives d’avenir, leurs joies et leurs peines, de brouiller la réalité présente ; comme pour ces gens-là, si petits soient-ils, le moindre tour de la roue des sensations a le pouvoir de cristalliser et fixer l’instant sur quoi porte son ombre ou sa lumière, James Ramsay, assis par terre à découper des illustrations dans le catalogue des “Army and Navy Stores”, investit l’image d’un réfrigérateur, tandis que sa mère parlait, d’un bonheur suprême.

— V. WOOLF, Vers le Phare (publié en 1927), Édition de Françoise Pellan, 1996.

À mes parents
et à Isabelle.

À la mémoire de Maguy et de Titi.

Remerciements

Ce travail de thèse a été effectué grâce à une Bourse Docteur-Ingénieur cofinancée entre le CNRS et la région Pays de la Loire.

Je remercie Monsieur J. Martino, directeur du laboratoire SUBATECH et Madame B. Erazmus, directrice de recherche CNRS, de m'avoir accueillie dans le laboratoire SUBATECH. Plus particulièrement je remercie Christelle Roy, chargée de recherche CNRS et Monsieur J. Martino de m'avoir proposé un sujet de thèse passionnant et motivant.

Je remercie Madame S. Kabana, professeur de l'université de Nantes, d'avoir accepté de présider mon jury de thèse. Monsieur J. Gosset, ingénieur de recherche au DAPNIA et Monsieur K. Safarik, directeur de recherche CERN, en acceptant d'être rapporteurs de ma thèse, ont apporté leurs compétences et leur caution scientifique à ce travail avec beaucoup d'attention. Merci en plus, pour le temps que vous avez consacré à sa lecture et aux discussions qui ont suivi pour affiner certains points aussi bien physiques que syntaxiques.

J'exprime ma reconnaissance la plus sincère à Monsieur J.-P. Blaizot, directeur de recherche CNRS et directeur de l'ECT* et Monsieur P. Crochet, chargé de recherche CNRS, d'avoir accepté de participer à ma thèse en tant qu'examinateurs. Leurs remarques et questions ouvrent de nouvelles voies de réflexion pour la suite de ce travail. J'espère pouvoir les faire se développer au mieux en les complétant par des bases théoriques plus solides que l'ECT* m'apporte actuellement. Je remercie donc M. J.-P. Blaizot de m'en avoir ouvert les portes.

Avant toutes choses je souhaiterais remercier Christelle Roy qui a été ma directrice scientifique tout au long de ces trois ans. Pour tes conseils avisés ainsi que nos discussions de physique passionnantes, un grand merci !!! Merci également d'avoir eu confiance en moi très tôt pour me donner les moyens de développer mon autonomie en me permettant de partir aux États-Unis par exemple. Depuis mon arrivée à SUBATECH, tu m'as toujours considérée d'"égale à égale" et je suis heureuse d'avoir pu évoluer et grandir auprès d'une personne humaine et modeste et tu sais à quel point cela compte pour moi. J'ai beaucoup apprécié notre complicité pendant ces deux ans et demi de thèse, nos échanges sur la physique qui ont souvent conduit à des interrogations et questions communes.
Merci vraiment d'avoir cru en moi...

J'ai pu également avoir de nombreuses discussions avec Jacques Martino pendant ma dernière année de thèse. En tant que directeur du laboratoire SUBATECH, il m'en a ouvert les portes, puis celles de son bureau favorisant nos échanges scientifiques et en apportant son expérience et un regard extérieur et avisé de physicien hadronicien. Je vous en remercie donc. Merci également de m'avoir donné les moyens de partir pour mes collaborations ou conférences au travers le monde.

Faire sa place dans une grosse collaboration comme STAR n'est pas des plus facile cependant j'ai rencontré des gens dans le groupe *Strangeness* qui par leur simplicité ont favorisé mon insertion. *I would like to thank the STAR Collaboration and all the persons who made this work possible. I sincerely appreciated the three years I spent working in the Strangeness group and all the people and cultures I met : Ben, Betty, Boris, Camelia,* *Christina, Javier, John, Julien, Ludovic, Maria, Mark, Matt, Richard, Sevil... I would like to thank all of you, and especially, Helen Caines, now professor of Yale university !, René Bellwield, professor of Kent university and Matt Lamont, the Strangeness Convenors, for your frienships and your help. I have a special thought to my friend Gene ! Sorry if I didn't write so often during the last months, you are welcome with Marie in France whenever you want. I would like to end this part with many thanks to the Berkeley National Laboratory and to all the members of the RNC group. Professor Ritter, thanks for allowing me to come ; Fabrice, Javier, Jennifer, Grazyna, Heather, Hong, Kai, Markus, Mark, Paul, Sarah... I was really pleased to meet you and I would like to thank you for the discussions and advices you gave me. Particular thanks to Professor Nu Xu who trusted in me and made me come several times to the United-State to work in his group. As a peanut (that I am still), I learnt many things from you ! Thanks !*

J'ai eu la chance d'être parrainée par Javier Castillo, qui finissait sa thèse lorsque j'arrivais à SUBATECH. Parti en post-doc à Berkeley, il m'a proposé à deux reprises de venir travailler dans le groupe du LBL pour collaborer. J'ai beaucoup appris de toi, Javier et je t'en remercie car ces expériences successives m'ont permis de gagner en confiance. J'apprécie ton honnêteté et ta sincérité... Et j'espère que nous serons amenés à nouveau à travailler ensemble un de ces jours... Plein de bonnes choses à toi pour l'avenir.

L'étude du plasma de quarks et gluons est un sujet qui concerne beaucoup de personnes dans ce laboratoire... Un grand merci à Christian Finck, Lilian Martin, Pol-Bernard Gossiaux, Thierry Gousset et Gines Martinez pour leur relecture et le soutien qu'il m'ont apporté pendant ma thèse ou pendant les derniers mois de cette dernière. Je remercie également Jörg Aichelin, Barbara Erazmus, Christoph Hartnack, Klaus Werner pour les explications, conseils et discussions qu'ils m'ont fait partager... Sans oublier les autres membres des différents groupes de ce laboratoire, ainsi que les services administratifs, informatiques et techniques qui ont également permis la réalisation de ce travail.

Pendant ma thèse, Pol-Bernard Gossiaux, Taklit Sami et Ludovic Klein m'ont permis d'enseigner à l'Ecole des Mines. J'ai beaucoup apprécié le contact avec les étudiants ainsi que la fraîcheur des "petites personnes" de l'école Descartes de Sucé-sur-Erdre et cela m'a permis d'élargir mon horizon au-delà de la recherche. Merci à vous de m'avoir offert cette opportunité. Je tiens à remercier particulièrement Gilles Montavon avec qui j'ai effectué une conférence NEPAL.

La thèse est un vecteur de stress important, j'ai beaucoup apprécié les repas, pauses et autres sorties ciné ou resto avec les autres thésards / post-docs de ce laboratoire. Un grand merci à : Ahmed, Arnaud le grand, Céline, Elizabeth, Fabrice, Gaël, Javier, Jérôme le grand, Julien, Karim, Khalil, Ludovic, Lynda, Matthieu, Vincent, Vladimir, Xavier et plus récemment : Annélie, Arnaud le petit, Cyril, Jérôme le petit, Jonathan, Yoro, Zaïda... Bon courage à tous et bonne continuation. A vous trois qui avez partagé le bureau C113, un merci spécial à Gaël pour les séances fou-rire ("j'vois pas où est le problème"), un autre merci spécial à Elizabeth, j'espère bientôt voir le petit garçon, et à toi Fabrice pour les discussions de physique que l'on a pu avoir. Bonne suite à vous. J'ai une pensée particulière pour Matthieu, qui a quitté injustement la vie trop tôt.

J'aimerais particulièrement remercier mes ami(e)s, qui m'ont soutenue pendant ces 3 ans et tout au long de mes années d'étude, Claire et Benjamin, ... mes amis de l'ENSPG et d'ailleurs, Matthieu et Gauthier, Véronique, Jean-Roch et Clémence, Emilien, Arnaud, Claire et Marc, même si sur la fin je vous ai laissés sans nouvelles... je me rattraperai c'est promis !!!!!!!! Bon courage à chacun d'entre vous pour l'avenir.

Je souhaiterais terminer ces remerciements en exprimant toute mon amitié et ma sympathie à Muriel qui m'a beaucoup soutenue et dont l'expérience certaine a aussi contribué à guider mes choix. Merci pour tout Muriel !

Enfin, et c'est ce qui me tient le plus a coeur, j'aimerais remercier mes parents et Isabelle, je ne saurai jamais assez vous dire combien votre présence et votre soutien me sont précieux... Je vous dois tout mon passé et mon avenir ! Un grand bienvenue à Lison, qui a eu la bonne idée de naître le jour de la soutenance de cette thèse (elle a quand même attendu le pot...je reconnais bien là quelques traits familiaux...).

Merci encore et encore à toi, maman !

Sommaire

Table des matières

Partie III — Résultats et discussions physiques

Introduction

La Chouette effraie
Tyto alba

L'année 1973 marque la naissance d'un certain nombre d'idées nouvelles de la physique au travers le monde avec la découverte théorique du phénomène de **liberté asymptotique** [GrWi 73, Poli 73].

La liberté asymptotique caractérise une propriété de la matière telle que si l'on plonge suffisamment profondément dans cette dernière et que l'on va l'observer dans son état le plus élémentaire, au-delà des noyaux constituant ses atomes, au-delà des nucléons constituant ses noyaux, on peut "voir" les plus petits éléments connus à ce jour, les quarks, libres de leur mouvement à l'échelle des nucléons. Quiconque tenterait de les séparer se heurterait à la dure loi de l'interaction forte. Tirer sur les quarks pour les écarter ne ferait qu'aggraver la situation dans la mesure où la constante de couplage caractérisant l'intensité de l'interaction augmente très rapidement avec la distance séparant ces derniers. On peut imaginer deux balles, attachées par une corde que l'on essaye de séparer. Plus on tire sur les balles et plus la corde se tend et retient les balles entre elles. Cette corde tendue est une belle image du confinement. De même que les balles, les quarks sont libres de se mouvoir sur des distances de l'ordre de la taille des nucléons (correspondant à la longueur de la corde à l'échelle des balles) ; par contre, ils ne peuvent pas exister à l'état libre à l'extérieur des nucléons étant donné qu'une "tension de corde" les retient. On dit qu'ils y sont confinés. L'état de la matière qui nous entoure et nous constitue aujourd'hui est, de même, confiné.

Excepté donc à l'échelle de nucléons et peut-être également dans le cœur des étoiles à neutrons [Cart 73, Zeld 71] dont la physique est encore mal connue, les quarks n'existent pas à l'état libre. On pense toutefois que cela n'a pas été le cas pendant les quelques fractions de secondes qui ont suivi la formation de l'univers. Ainsi, suite au big-bang, un état déconfiné de quarks et de gluons à l'origine de la formation de la matière nucléaire dans laquelle nous gravitons aujourd'hui se serait formé [Wein 72]. Cet état particulier de la matière a été qualifié en 1978 [Shur 78] de "**Plasma de Quarks et de Gluons**" (PQG) et depuis près de 20 ans à présent, des équipes de physiciens se sont lancées dans sa recherche. Cela a-t-il vraiment un sens de chercher un état de la matière qui n'existe pas sur la Terre aujourd'hui ?

Il en faut bien plus pour décourager les physiciens. Si cette dernière n'existe pas, qu'à cela ne tienne, il ne reste plus qu'à trouver un moyen pour créer cet état avec les moyens dont dispose l'humanité.

Et c'est ce qui a été entrepris et se poursuit aujourd'hui avec les expériences de collisions d'ions lourds. Dès la fin des années 60, l'École de Francfort [Sche 68] a montré que les collisions d'ions lourds aux énergies relativistes devraient offrir la possibilité de créer cet état déconfiné en laboratoire. Les premières grandes expériences de collisions d'ions lourds initialement sur cibles fixes remontent à la fin des années 80. C'est d'abord le Bevalac de Berkeley [Gutb 89] qui a été exploité, puis l'accélérateur Saturne et son détecteur Diogène de type 4π [Alar 87, Bast 90] puis l'accélérateur à ions lourds SIS[1] de Darmstadt [Gsi 94]. Jusqu'en 1994 environ, les collisions d'ions relativistes utilisées étaient exclusivement dédiées à la mesure des propriétés de la matière nucléaire soumise à des conditions de températures et de pressions peu élevées. Cependant, c'est à l'AGS[2] [Bnl 94] que la recherche du plasma de Quarks et de Gluons a véritablement débuté. Elle s'est poursuivie au SPS[3] (au CERN) et s'accélère aujourd'hui au RHIC[4] [Vide 94] (au BNL). L'objectif premier animant ces nouvelles générations de collisionneurs est de permettre, dans un premier temps, l'accélération de noyaux très lourds puis leur rencontre en des endroits sous contrôle afin d'étudier les produits de leur réactions. Il a été prédit en effet qu'en faisant entrer en collision des noyaux lourds à des énergies suffisamment élevées, toutes les conditions requises à la formation du PQG devraient être remplies[5].

L'idéal serait que ce phénomène dure suffisamment longtemps, que le milieu soit extrêmement dense et chaud pour pouvoir "immobiliser" cet état, afin d'en étudier les propriétés. Mais avec les moyens dont disposent les chercheurs actuellement, le plasma a une durée de vie trop courte pour pouvoir être "observé" directement. On compte donc sur des signatures indirectes de ce dernier pour le mettre en évidence, tout d'abord et ensuite, pour pouvoir en étudier les propriétés. La mise en route du collisionneur LHC[6] au CERN en 2007-2008 devrait favoriser davantage cette étude grâce aux énergies de l'ordre du TeV (plus de dix fois supérieures aux énergies du RHIC) qui seront disponibles dans le centre de masse.

Il est une signature que nous distinguons dans ce travail de thèse. Il s'agit de l'**étrangeté**. En 1982 [RaMu 82], il a été prédit que dans le cas de la formation d'un plasma, une surproduction de quarks étranges devrait avoir lieu par rapport à la formation d'étrangeté dans un système qui ne serait pas passé par un état de plasma mais seulement par un état confiné de gaz de hadrons. Aussi, nous nous sommes intéressés à cette prédiction comme point de départ de notre travail. Si l'on en croit cette dernière, les quarks étranges, à l'état de déconfinement devraient être abondamment créés dans le plasma. Cependant, sa durée de vie étant très faible, seuls les hadrons dans lesquels les quarks sont confinés sont "vus" par les détecteurs très sophistiqués d'aujourd'hui.

L'étrangeté est une observable intéressante car c'est une quantité qui doit être conservée au cours de la réaction, propriété que nous allons exploiter. À défaut de mesurer les quarks étranges, nous pourrons compter sur la mesure de la production de baryons, porteurs de ces mêmes quarks des premiers instants de la collision, donc porteurs de l'information du passé. Il en existe trois : le Λ (uds), le Ξ (dss) et le Ω (sss). Dans ce travail de thèse, nous nous intéressons exclusivement à la mesure des baryons doublement étranges

[1] SchwerIonenSynchrotron
[2] Alternative Gradient Synchrotron
[3] Super Proton Synchrotron
[4] Relativistic Heavy Ion Collider
[5] Une quantité très importante d'énergie se trouve ainsi concentrée en un espace restreint de telle sorte que la densité de matière s'élève suffisamment pour qu'un état déconfiné de la matière apparaisse.
[6] Large Hadron Collider.

les Ξ^- et les $\bar{\Xi}^+$, dans les collisions Au+Au et d+Au à des énergies dans le centre de masse nucléon-nucléon ($\sqrt{s_{NN}}$) de $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}}$ = 200 GeV et $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}}$ = 62.4 GeV dans l'expérience STAR. Ces particules s'avèrent être très intéressantes pour sonder la matière formée au RHIC.

Les objectifs de notre analyse sont multiples : essayer de sonder si oui ou non un état nouveau de la matière a été formé au RHIC, comprendre comment de la matière déconfinée naissent des processus de production et de réarrangement de particules vers la matière nucléaire... La motivation de la physique des ions lourds est bien là. Certes mettre en évidence le plasma mais surtout comprendre comment tout se forme et s'agence. C'est là un programme bien chargé qui va occuper la communauté scientifique pendant encore de très belles années, notamment avec l'expérience ALICE au LHC.

Notre travail de thèse est constitué de trois grandes parties et le lecteur pourra à sa guise orienter sa lecture en s'attardant sur la partie I (chapitres 1, 2 et 3), s'il désire avoir un aperçu assez général sur la physique du Plasma de Quarks et de Gluons, de ses fondements théoriques aux dispositifs utilisés pour sa détection. S'il recherche une information plus technique sur la façon dont l'analyse de données a été menée, il lui est conseillé de lire la partie II (chapitres 4, 5 et 6). Enfin, les résultats physiques de notre analyse seront présentés dans la partie III (chapitres 7 et 8).

Le chapitre 1, introductif sur la physique du PQG, a pour objectif d'apporter quelques éléments de base sur l'interaction forte et d'en énoncer quelques propriétés qui nous serviront pour la suite de notre étude. Nous y présentons également les propriétés caractéristiques du PQG et nous verrons comment, au travers des années, les observations expérimentales entre autres, ont conduit les physiciens à repenser quelque peu ses propriétés fondamentales.

Le chapitre 2 fait le lien entre l'état de plasma présenté dans le chapitre 1 et le résultat des observations expérimentales qui ont été faites jusqu'à présent et qui ont permis aux théoriciens de repenser sans cesse les propriétés fondamentales du PQG. La liste de résultats n'est pas exhaustive tant les programmes du SPS et du RHIC ont conduit à la mesure de résultats d'une extrême richesse. Plutôt que de présenter "une liste" de signatures jusqu'alors proposées pour mettre en évidence le plasma, nous préférons orienter ce chapitre autour de quelques points physiques. Certains de ces points introduisent des grandeurs que nous utiliserons par la suite, d'autres présenteront les motivations de notre travail de thèse.

Cette discussion va nous conduire à nous intéresser aux techniques disponibles aujourd'hui pour poursuivre la quête du déconfinement. À ce propos, le chapitre 3 sera dédié à l'introduction de variables et d'observables communément utilisées par la physique des ions lourds. Nous manipulerons la plupart d'entre elles par la suite. La deuxième partie de ce chapitre sera consacrée aux systèmes de détection qui exploitent encore aujourd'hui le collisionneur RHIC au Brookhaven National Laboratory. Faisant partie de la collaboration STAR, nous présenterons plus en détail ses détecteurs et en particulier son cœur : sa Chambre à Projection Temporelle (TPC pour l'équivalent anglais "*Time Projection Chamber*"). Il s'agit là du principal détecteur qui a servi à notre étude.

La partie sur les techniques d'analyse développées dans cette thèse débute au chapitre 4. La façon dont les Ξ^-et $\bar{\Xi}^+$sont reconstruits et décomptés dans la TPC y est énoncée.

Le détecteur STAR n'est pas parfait. D'acceptance restreinte, il est nécessaire de corriger les données de cette dernière ainsi que des incertitudes dues à la reconstruction des traces dans la TPC. C'est ce que nous avons fait dans le chapitre 5 en exploitant une technique, dite d'*embedding*, consistant à introduire des particules simulées dans des événements réels. Ce chapitre nous conduira à une première extraction des spectres en masse/impulsion transverse des Ξ par événement.

Le chapitre 6 est consacré à l'extraction de l'erreur systématique de notre analyse.

Enfin, par l'intermédiaire des chapitres 7 et 8, sont présentés nos résultats sur la production des baryons doublement étranges. Ils sont mis en regard non seulement des comportements des autres particules mesurées par la collaboration STAR mais aussi des résultats obtenus aux énergies moindres du SPS. Il s'avère que les Ξ sont fort intéressants pour sonder les propriétés chimiques de la matière créée à RHIC et pour en étudier sa dynamique.

Avertissement : une lecture complète de ce document n'est pas nécessaire à la compréhension des différents chapitres. En première lecture, les paragraphes en plus petits caractères peuvent être omis. De même, les chapitres 2 (exceptés les paragraphes 2.1.3, 2.1.4.2 et 2.3), 4, 5 (excepté le paragraphe 5.6) et 6 peuvent ne pas être lus.

Partie I

Le plasma de quarks et gluons
De la théorie à l'expérience

CHAPITRE 1

Du Plasma de Quarks et de Gluons au sQGP ?

Le Manchot royal
Aptenodytes patagonica

Quelques 10^{-5} s après le big-bang, la matière aujourd'hui constitutive de notre univers aurait existé sous une forme déconfinée de quarks et de gluons : le plasma de quarks et de gluons (PQG). Cet état supposé de la matière nucléaire fait l'objet d'une recherche intense depuis plus de 40 ans. L'accent est donc mis dans ce chapitre sur la définition de ce dernier, depuis les fondements de la QCD qui ont conduit à penser le plasma, à son insertion dans le diagramme de phase de la matière nucléaire et à ses propriétés plus récentes.

1.1 Introduction historique

L'étude de la matière nucléaire sous des conditions extrêmes est le principal centre d'intérêt de la physique des interactions fortes aux hautes énergies. C'est au début des années 1950 que la recherche s'est tournée vers la compréhension de la matière nucléaire et au-delà, de ses constituants élémentaires.

En 1951, Pomeranchuk a supposé que la taille finie des hadrons impliquait l'existence d'une densité critique au-delà de laquelle la matière nucléaire ne pouvait pas exister sous forme de hadrons suggérant ainsi l'existence d'un état différent de la matière jusqu'alors connue et observée [Pome 51]. Un peu plus tard en 1964, le terme de quarks est apparu avec M. Gell-Mann. Cependant les blocs élémentaires de la QCD n'ont pas été tout de suite observés expérimentalement, bien que certaines empreintes comme des collisions profondément inélastiques ou la production de jets les aient en partie identifiés.

C'est certainement 1973 qui marque le tournant de la physique de l'interaction forte avec la découverte par Gross, Wilczek et Politzer [GrWi 73, Poli 73] de la propriété fondamentale de la QCD : la liberté asymptotique. Cette dernière implique que la force de couplage fort entre quarks augmente en fonction de la distance qui les sépare. À l'inverse, sur des très courtes distances, les quarks devraient être libres de se mouvoir étant soumis à une interaction de plus en plus faible : c'est le déconfinement. Les travaux de T. D. Lee et G. C. Wick en 1974 les ont conduit à s'interroger sur les effets d'une modification de la structure du vide de QCD sur les états de la matière nucléaire [LeWi 74]. Ces différentes constatations et prédictions ont eu des conséquences considérables sur la compréhension de la matière nucléaire.

En mai 1975, Collins et Perry tout d'abord proposent d'exploiter la liberté asymptotique et prédisent qu'en comprimant suffisamment la matière nucléaire, les quarks devraient être libres de se mouvoir [CoPe 75] :

"Our basic picture then is that matter at densities higher than nuclear consists of a quark soup. The quarks become free at sufficiently high density. A specific realization is an asymptotically free field theory. For such a theory... high-density matter is the second situation where one expects to be able to make reliable calculations - the first is Bjorken scaling."

Ils préconisent que cet état de quarks déconfinés devrait exister dans le cœur des étoiles à neutrons, lors des premières étapes suivant le big-bang ou dans les trous noirs. Quasiment simultanément, N. Cabibbo et G. Parisi, ont prédit qu'une augmentation de la température d'un système de hadrons au-delà d'une température critique devrait également conduire à un changement d'état vers des quarks libres. Ils sont les premiers à avoir proposé une représentation simplifiée du diagramme des phases de la matière nucléaire [CaPa 75].

Il était dès lors nécessaire de qualifier ce nouvel état déconfiné de la matière. Le terme de "*quark-gluon plasma*" a été introduit pour la première fois par Shuryak [Shur 78] en même temps que les premières idées sur l'évolution au cours du temps de la matière formée lors des collisions hadroniques :

"When the energy density ϵ exceeds some typical hadronic value ($\sim$ 1 GeV/fm^3), matter no longer consists of separate hadrons (protons, neutrons, etc.), but as their fundamental

constituents, quarks and gluons. Because of the apparent analogy with similar phenomena in atomic physics we may call this phase of matter the QCD (or quark-gluon) plasma".

Désormais la recherche et la compréhension des propriétés de cet état de la matière déconfinée occupent une vaste communauté de physiciens. Il semblerait que le "changement d'état" de la matière nucléaire ait lieu à une température critique de l'ordre de 175 MeV et à une "densité d'énergie critique" (ϵ_C) d'environ 0.7 GeV/fm^3 (cf. 1.3.2), régime dans lequel la constante de couplage de l'interaction forte serait de l'ordre de l'unité et ne permettrait pas de calcul perturbatif rigoureux. Une alternative à ce problème a été proposée en grande partie par Creutz qui a montré que les calculs numériques de la QCD sur réseau pouvaient être utilisés dans le régime non perturbatif pour décrire le phénomène de transition de phase [Creu 77].

Dans ce premier chapitre, nous reviendrons sur certains des termes énoncés dans cette brève introduction historique afin de présenter le Plasma de Quarks et de Gluons (PQG) et la "transition de phase" étudiée par les collisions d'ions lourds. Depuis sa "naissance" en 1978, les propriétés connues du PQG ont quelque peu évolué. Nous essaierons ici de définir au mieux l'état actuellement recherché par les expériences de collisions d'ions lourds.

1.2 De la QCD au PQG

La Chromodynamique quantique (QCD) est la théorie fondamentale actuellement utilisée pour rendre compte des interactions fortes entre constituants élémentaires de la matière nucléaire. Cette approche du modèle standard est certainement sa composante la plus compliquée dans la mesure où son Lagrangien d'interaction utilise uniquement des quarks et des gluons pour décrire les états confinés expérimentalement accessibles : les hadrons. Elle évolue ainsi d'une théorie de quarks libres à courte portée vers une théorie de confinement dans les hadrons sur des plus longues distances. Cette caractéristique de la QCD repose essentiellement sur l'introduction d'un nombre quantique supplémentaire de couleur (groupe SU(3) de couleur) pour pouvoir expliquer des problèmes de symétrie de la fonction d'onde de Δ^{++}. Le spin de ce baryon étant 3/2 (obtenu en combinant trois quarks identiques ($\uparrow\uparrow\uparrow$)), la fonction d'onde de ce dernier est symétrique en espace, spin et saveur. Cette propriété de symétrie étant en contradiction avec la statistique de Fermi-Dirac qui impose à sa fonction d'onde d'être antisymétrique, il a fallu introduire un nombre quantique supplémentaire de couleur afin que la fonction d'onde récupère sa propriété d'antisymétrie.

Expérimentalement, cette contrainte supplémentaire de couleur a été vérifiée dans les collisions de hautes énergies par exemple pour prédire les taux de désintégration $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ et le rapport de la section efficace d'annihilation $e^+ e^-$ en hadrons sur la section efficace d'annihilation $e^+ e^-$ en paires de muons. Les expériences au SLAC [1] ont largement contribué à mettre en évidence l'existence de constituants ponctuels à l'intérieur des hadrons. Ces constituants furent appelés partons et regroupent les quarks et les gluons.

[1]Stanford Linear Accelerator Center

1.2.1 Le Lagrangien de la QCD

L'interaction à l'échelle des partons est régie par le Lagrangien de la QCD (équation 1.1) en décrivant ces derniers par l'intermédiaire de champs de gluons A_μ^a et de quarks ψ_i de saveur i :

$$L_{QCD} = \sum_{j=0}^{n_f} \bar{\psi}_j \left(i\gamma^\mu(\partial_\mu - igA_\mu) - m_j^0\right)\psi_j - \frac{1}{2}\mathrm{Tr}G_{\mu\nu}G^{\mu\nu} \tag{1.1}$$

$$\text{où} \qquad A_\mu = \sum_{a=1}^{8} A_\mu^a \frac{\lambda_a}{2} \quad \text{et} \quad G_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu - ig[A_\mu, A_\nu] \tag{1.2}$$

Les λ_a sont les matrices de Gell-Mann dans la représentation fondamentale SU(3), m_j^0 est la masse des quarks dans le vide. Le terme $(\partial_\mu - igA_\mu)$ est la dérivée covariante et reflète l'invariance de jauge locale. Le premier terme du Lagrangien QCD dans la formule 1.1, traduit l'interaction entre quarks mais également entre quarks et champs de gluons. Ce qui différencie la QCD de la théorie de l'interaction électrodynamique (QED) est l'introduction d'un terme supplémentaire dans le Lagrangien couplant les champs de gluons entre eux ($\mathrm{Tr}G_{\mu\nu}G^{\mu\nu}$). Cette approche autorise donc l'interaction entre gluons donnant lieu à la définition de vertex à 3 ou à 4 gluons alors qu'en QED, l'interaction entre photons n'est pas autorisée. Cette interaction entre gluons est possible car, à l'inverse des photons, ils portent une charge de couleurs (charge double : couleur-anticouleur) comme les quarks (1 couleur).

Telle qu'elle est construite, la QCD a une structure plus riche que la QED en raison des nombreuses symétries qu'elle possède. Ces symétries sont très importantes car elles définissent, comme l'énonce le théorème de Noether, les différentes quantités conservées lors de l'interaction. Chaque transformation, en effet, induite par une symétrie mène à une loi de conservation.

1.2.2 Couplage fort et liberté asymptotique

L'interaction entre gluons provient, comme on l'a vu, de leur charge de couleur. Cette charge de couleur supplémentaire a des conséquences sur la façon dont la constante de couplage de l'interaction $\alpha_s(Q^2)$ va dépendre de la quantité d'impulsion échangée Q^2.

En raison des effets de polarisation du vide, la charge en théorie des champs peut varier avec la distance. En électrodynamique quantique, cela se traduit par une constante de couplage QED qui dépend de l'impulsion échangée suivant la formule 1.3 :

$$\alpha_{QED}(Q^2) = \frac{\alpha}{1 - \frac{\alpha}{3\pi}\ln(\frac{Q^2}{m^2})} \tag{1.3}$$

dans le cas où $Q^2 >> m^2$. La constante α est la charge à une distance infinie, α =1/137. Quand l'impulsion échangée augmente, ce qui revient à aller sonder la matière plus en profondeur, on constate que la charge α_{QED} augmente également. Qu'en est-il, à présent, de la charge qui intervient en QCD ?

La grandeur caractéristique importante en QCD au même titre que la masse en QED est la constante $\Lambda_{QCD} \sim 200$ MeV. La constante de couplage de la QCD dans le cas où $Q^2 >> \Lambda_{QCD}$ est donnée par la formule 1.4.

$$\alpha_{QCD}(Q^2) = \alpha_s(Q^2) = \frac{4\pi}{(11 - \frac{2}{3}n_f)\ln(\frac{Q^2}{\Lambda^2_{QCD}})} \tag{1.4}$$

Cette quantité confère à l'interaction entre partons un comportement radicalement différent de celui de l'interaction en électrodynamique. En raison de la charge de couleur portée par les gluons, la charge effective passe de l'écrantage de QED à ce qui est appelé “l'anti-écrantage”. Cela signifie que, désormais, si la matière est sondée avec un grand Q^2, tant que le nombre de saveurs n'excède pas 16, l'antiécrantage dû aux gluons annihile l'écrantage des paires $q\bar{q}$ et α_s devient faible. Plus Q^2 augmente, plus on va sonder la matière en profondeur et plus l'interaction entre les constituants de la matière devient faible. C'est **la liberté asymptotique** [GrWi 73, Poli 73]. On a ainsi une perte du confinement de la matière. À très courte portée les quarks et gluons sont libres de se mouvoir dans les hadrons. À mesure que l'on regarde la matière sur des distances plus importantes, la constante de couplage de QCD augmente et les quarks sont très fortement confinés dans les hadrons. La liberté asymptotique permet l'application de la théorie des perturbations pour les hauts transferts d'impulsion. À mesure que Q^2 diminue, la constante de couplage augmente et les séries perturbatives ne convergent plus.

1.2.3 Brisure/restauration de symétrie chirale

Dans le secteur des quarks, la QCD a les symétries globales $SU_V(3) \times SU_A(3) \times U_B(1) \times U_A(1)$; symétries respectivement vectorielle, axiale, baryonique et axiale. Dès lors que l'on inclut des gluons au Lagrangien, $U_A(1)$ est brisée. De même, et c'est ce qui va nous intéresser ici, l'introduction d'un terme de masse au Lagrangien confère à ce dernier une nouvelle propriété. La combinaison de $SU_V(3)$ et de $SU_A(3)$ donne lieu à l'apparition d'une nouvelle symétrie, la symétrie chirale : $SU_V(3) \times SU_A(3) = SU_L(3) \times SU_R(3)$ où L signifie *Left* et R *Right*. Dès lors qu'un terme de masse apparaît dans le Lagrangien, ce dernier reste invariant par une transformation scalaire ou vectorielle (dans le cas de fermions de masse identique), en revanche, la symétrie axiale est brisée. $m(\bar{\psi}\psi)$ n'est plus égal à lui même après transformation : $m(\bar{\psi}\psi) \to m(\bar{\psi}\psi) - 2im\Theta^a(\bar{\psi}\frac{\lambda^a}{2}\gamma_5\psi)$. La brisure de symétrie provient directement d'un terme de masse. S'il est faible, alors la symétrie est approximative.

La propriété de chiralité dont nous allons parler brièvement à présent n'est rien d'autre que l'hélicité d'une particule donnée lorsque cette dernière a une masse nulle. Nous revenons sur sa définition. L'hélicité est définie comme la projection du spin d'une particule sur son impulsion. Si projection et impulsion ont le même sens, alors la particule est dite d'hélicité droite, si elles sont de sens contraire, on dit que l'hélicité est gauche. En introduisant des projecteurs $P_{L,R} = \frac{1 \pm \gamma^5}{2}$, on peut décomposer les champs de quarks (ψ) en une composante gauche et une composante droite définies comme $\psi_L = P_L\psi$ et $\psi_R = P_R\psi$.

Suivant cette décomposition, on peut réécrire le Lagrangien QCD de la façon suivante :

$$L_{QCD} = -\frac{1}{2}\mathrm{Tr}G_{\mu\nu}G^{\mu\nu} + \sum_{j=0}^{n_f}\{\bar{\psi}_{j,L}(i\gamma^\mu D_\mu)\psi_{j,L} + \bar{\psi}_{j,R}(i\gamma^\mu D_\mu)\psi_{j,R}\} - \bar{\psi}_j m_j^0 \psi_j \tag{1.5}$$

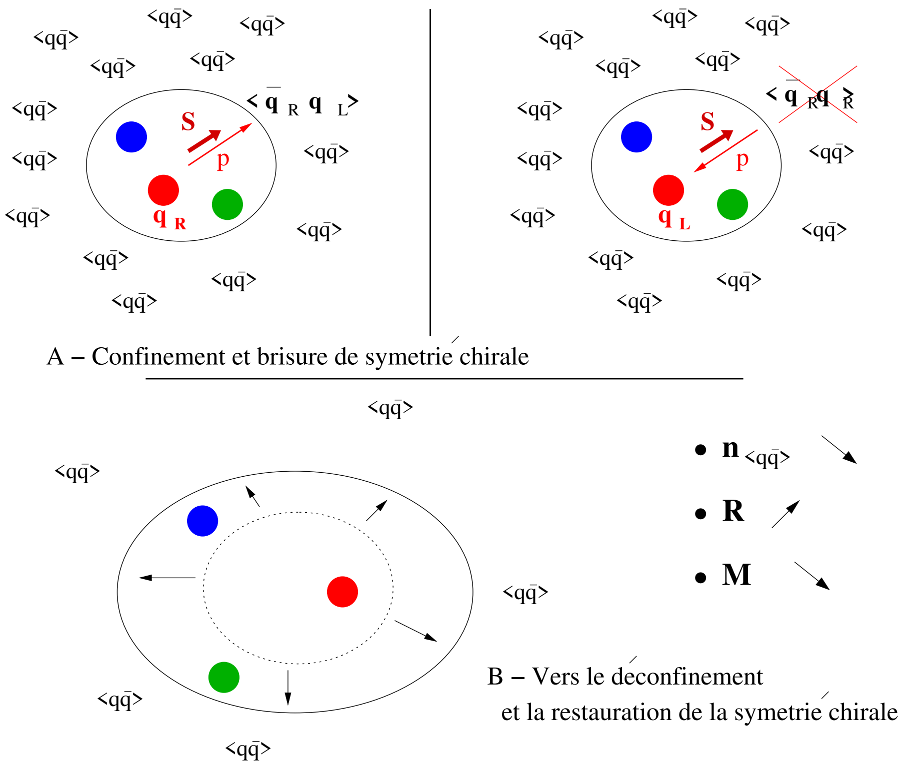


Figure 1.1 – (a) Représentation du confinement par le modèle du sac. (b) Une diminution de l'existence des condensats de quarks à l'extérieur du sac conduit progressivement à un déconfinement dans le sac.

Dans le cas où la masse m_j^0 est nulle, le Lagrangien montre que les quarks "droits" interagissent uniquement avec les quarks "droits" et les quarks "gauches" uniquement avec les quarks "gauches". On a deux mondes bien séparés d'hélicités droite et gauche. En revanche, si le terme de masse dans le Lagrangien n'est plus nul, on constate que quarks d'hélicité droite et gauche interagissent et on dit que la symétrie chirale est explicitement brisée. Dans le cas des quarks légers, cette brisure de symétrie est faible. Elle est un peu plus importante pour les quarks étranges. La restauration de la symétrie chirale n'existe pas pour les quarks plus lourds c, b et t (le terme de masse dans le Lagrangien étant plus important). On parle de symétrie chirale et non de symétrie d'hélicité car, quand la symétrie chirale est restaurée, elle s'accompagne d'une diminution de la masse des quarks qui tend vers une valeur nulle. La brisure de symétrie chirale dans le vide "plein" qui nous entoure entraîne l'existence d'un condensat $< \bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L >$. Nous utilisons l'existence de ces condensats de quarks pour expliquer qualitativement à l'aide du modèle du sac comment apparaît le déconfinement et comment la masse des quarks diminue alors que cette "transition de phase" se produit.

Considérons un sac de quarks tel qu'il est représenté sur la figure 1.1 (A) à gauche. Dans ce "modèle du sac" [Chod 74], les quarks sont confinés au sein du sac dont la limite est donnée par les condensats de quarks $< \bar{q}q >$ qui entourent le sac et schématisent le confinement. Ces derniers, en effet, imposent sur le sac une pression de l'extérieur vers l'intérieur. À cette pression, vient s'opposer celle exercée par les quarks à l'intérieur du sac qui tentent de s'échapper. À chaque fois que ces derniers rebondissent sur la surface du sac, ils modifient leur direction (p) mais pas leur spin (S) (conservation du moment angulaire). Les quarks se trouvent ainsi confinés à l'intérieur du sac donc d'un hadron et ils inversent régulièrement leur chiralité en "interagissant" et en s'annihilant avec un quark d'un des condensats : $q_R \rightarrow < \bar{q_R} + q_G > \rightarrow q_L$. Ce modèle permet de décrire simplement le confinement et la chiralité/hélicité. La masse du hadron ainsi formé peut s'écrire [Chod 74] M$\simeq$ 4 R$^3\Lambda_B^4$ où R est le rayon du sac et Λ_B^4 est la pression extérieure.

Si on diminue le nombre de condensats $< \bar{q}q >$ extérieurs, cela revient à tendre vers un vide dit "vide" de QCD (la disparition des condensats $< \bar{q}q >$ autour du sac permet de schématiser la restauration partielle de la symétrie chirale, la diminution de la force liant q et q̄ donc le déconfinement). La pression extérieure sur le sac diminue progressivement vers zéro en même temps que le rayon du sac augmente. Diminution de pression et augmentation du rayon du sac conduisent à une diminution de la masse des hadrons. Cette diminution de la masse est caractéristique de la restauration de la symétrie chirale.

1.2.4 Vers un plasma de quarks et de gluons

1.2.4.1 Diagramme des phases de la matière nucléaire

La QCD décrit l'interaction à l'échelle des constituants élémentaires de la matière. Dès lors que l'on s'intéresse aux propriétés collectives de la matière nucléaire, la QCD doit être envisagée dans le cadre de la thermodynamique. Il est ainsi possible d'explorer les conséquences de la thermodynamique d'une matière interagissant fortement sur les quarks. La figure 1.2 présente le diagramme de phase de QCD pour lequel les paramètres de contrôle utilisés sont la température T en MeV et le potentiel chimique baryonique μ_B en MeV.

En physique des particules, à chaque fois qu'un baryon (qqq) est créé ou détruit, l'antiparticule associée (q̄q̄q̄) est également créée ou détruite. Il n'y a aucun procédé en QCD susceptible de changer le nombre baryonique défini comme la différence entre le nombre de baryons N$_B$ et d'antibaryons N$_{\bar{B}}$. On note B (= N$_B$ - N$_{\bar{B}}$) cette quantité conservée. Cela justifie le choix de μ_B comme paramètre du diagramme 1.2. μ_B est défini comme la quantité d'énergie E qu'il faut apporter au système pour augmenter B d'une unité.

Si on travaille à présent dans un système où le nombre baryonique est autorisé à varier, la meilleure quantité thermodynamique à utiliser est le potentiel thermodynamique $\Omega(T, V, \mu_B) = E - TS - \mu_B B$ où S est l'entropie du système. Pour trouver l'équilibre thermodynamique du système, il faut minimiser Ω car plusieurs phases peuvent exister. À volume V fixé, la phase dominante pour une région donnée correspondra à la plus petite valeur de Ω. C'est ce qui est représenté sur la figure 1.2 montrant le diagramme des phases de la matière nucléaire tel qu'il est actuellement imaginé.

La partie en bas à gauche de ce diagramme correspondant à une faible température et à un faible potentiel baryonique, le comportement thermodynamique de QCD peut être décrit en terme de gaz de hadrons (états composés de quarks et de gluons liés). Si on augmente la température de ce système, cet état ne peut exister comme tel. Il existe une petite région où cette matière subit une transition, considérée aujourd'hui comme un *crossover* [Ejir 04], à partir de laquelle les degrés de liberté ne sont plus les hadrons mais les quarks et les gluons

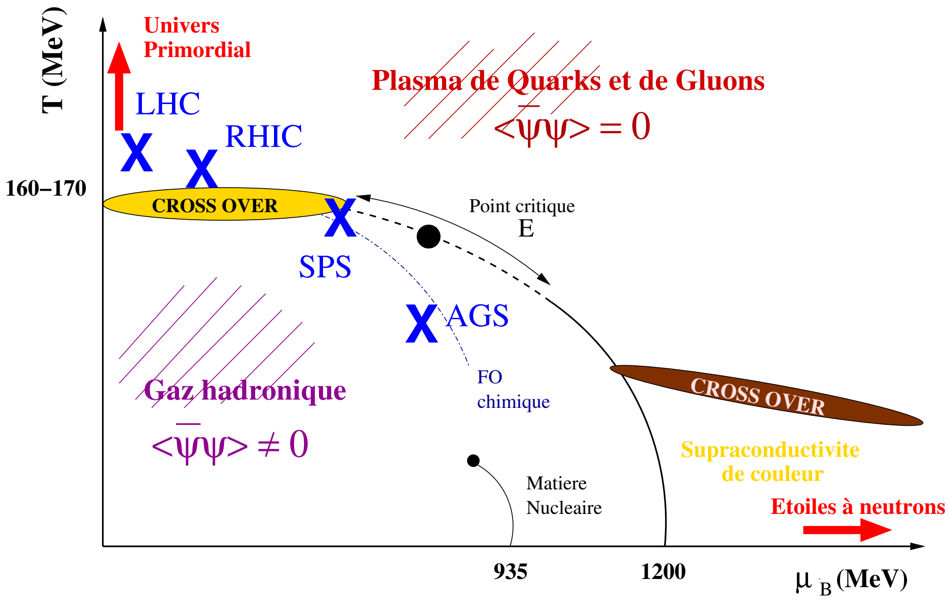


Figure 1.2 – Diagramme de phase de la matière nucléaire.

eux-mêmes. C'est la phase de plasma de quarks et de gluons. Enfin, sur le diagramme simplifié que nous présentons, il existe une troisième région où la matière nucléaire prend une autre forme. Cette région se trouve sur la droite du diagramme (μ_B élevé et T petite), région accessible si on comprime le système. Cet autre état de la matière est une matière de quarks que l'on peut trouver dans le cœur des étoiles à neutrons. Cette région est appelée domaine de supraconductivité de couleur [Barr 77] de la matière nucléaire comparable au phénomène de supraconductivité dans les métaux ou comme les liquides superfluides tel que l'^{3}He à basse température. Elle ne sera pas davantage commentée ici.

1.2.4.2 Potentiels d'interaction

- **Gaz de hadrons :**

Cette phase à basse température et bas potentiel baryonique correspond à l'état de la matière qui nous entoure, un état confiné de quarks et de gluons. Dans cette matière, seule la couleur est présente à l'intérieur des hadrons et l'interaction entre les éléments constitutifs des hadrons est décrite par le potentiel 1.6 [Hand 01].

$$V_{q\bar{q}}(r) = -\frac{A}{r} + Kr \tag{1.6}$$

où r est la distance séparant deux quarks entre eux, A est une constante et K est équivalent à une tension de corde. Deux cas de figures sont envisageables : (1) r est petit, dans ce cas c'est le terme Coulombien qui domine et l'interaction est répulsive. (2) r est grand et c'est le terme en Kr qui domine. Si on cherche à écarter les quarks l'un de l'autre, une force attractive les retient, ils sont comme liés par une corde étirée de constante de tension K $\sim$ 1 GeV/fm. C'est le confinement. L'attraction d'états colorés donne lieu à la formation d'un état neutre en couleur. En terme de constante de couplage QCD, r grand signifie que l'on a des faibles transferts d'impulsion et la constante de couplage α_s est grande (régime non perturbatif). Le champ de couleur entre le quark et l'antiquark est très important et plus on cherche à les séparer et plus la force qui les retient est importante.

Une autre propriété caractéristique de cette phase hadronique est la brisure spontanée de la symétrie chirale. Dans le milieu de confinement, l'existence de condensat $<\bar{q}_L q_R + \bar{q}_R q_L>$ a pour conséquence de conférer une masse effective non nulle aux quarks du fait de leur interaction autorisée avec les condensats (cf. modèle du sac). Ils ont ainsi une masse supérieure à leur masse nue (celle du Lagrangien).

• **Plasma de Quarks et de Gluons**

Cette phase apparaît comme l'ont prédit Collins et Perry [CoPe 75] et quasiment simultanément Cabibbo et Parisi [CaPa 75], soit en augmentant la température du milieu, soit en comprimant la matière. Depuis lors, l'existence de la phase de supraconductivité de couleur a été distinguée de la phase de plasma dans le diagramme des phases conduisant ainsi à la séparation de ces deux états de la matière. L'obtention du PQG aujourd'hui est essentiellement attendue en augmentant très fortement la température du milieu. Sur le diagramme des phases, cela signifie que l'on se déplace quasiment à potentiel chimique baryonique nul et que l'on augmente la température pour atteindre cet état constitué de quarks et de gluons presque libres (le cas où $\mu_B = 0$ signifie que l'on est dans les conditions de l'univers primordial où matière et antimatière étaient présentes en quantité égale).

Comment se traduit désormais l'interaction en terme de potentiel d'interaction ? Les degrés de liberté sont ceux de la QCD (g, q, $\bar{q}$). Dans cet état, entre un quark et un antiquark, on compte un grand nombre de gluons libres porteurs d'une charge de couleur. Chacun de ces gluons en s'interposant entre les différents quarks agit comme un "écran" diminuant ainsi le potentiel d'interaction entre les quarks. On dit qu'il y a écrantage de couleur. Le potentiel d'interaction entre quarks en est ainsi modifié. Le terme en Kr à longue portée disparaît, seul le terme à courte distance subsiste mais ce dernier est multiplié par un facteur supplémentaire traduisant l'effet décrantage, λ_D étant la longueur d'écrantage de Debye. Elle est de l'ordre de 0.1 fm (formule 1.7).

$$V_{PQG}(r) = -\frac{C}{r}\exp(-r/\Lambda_D) \tag{1.7}$$

1.3 Caractéristiques de la transition

Une fois supposée l'existence d'un tel état de matière déconfinée, les questions qui se posent alors sont nombreuses. Quelles sont ses caractéristiques et comment mettre en évidence cet état de déconfinement ? Jusqu'à quelle température faut-il chauffer le système pour atteindre le déconfinement ? Quelle est la nature de la transition de phase ? Dans quelles conditions expérimentales se placer pour sa formation ? À supposer que cette matière soit bien formée en laboratoire, est-il certain qu'elle correspond bien à l'état de la matière recherchée ? La liste de questions est vaste et un grand nombre d'entre elles demeure encore aujourd'hui sans réponse ; cependant, la recherche du PQG et la compréhension de ses propriétés ont énormément évolué depuis 1978.

1.3.1 La QCD sur réseau (LQCD pour l'équivalent anglais "*Lattice QCD*")

1.3.1.1 Principe de la LQCD

La QCD, par son traitement perturbatif permet un calcul rigoureux des phénomènes physiques se déroulant entre constituants élémentaires de la matière aux hautes énergies ou pour un transfert d'impulsion grand. En revanche, les calculs perturbatifs ne sont plus applicables à plus basse énergie ou à des énergies proches de la constante Λ_{QCD} de la QCD. Il a fallu trouver une alternative à cette impasse : mettre la QCD sur un réseau [Pene 95, Gupt 98, Pier 00]. Il s'agit tout d'abord de formuler la QCD dans un espace-temps discrétisé. Les quarks sont introduits à chacun des nœuds du réseau. Les champs de gluons sont introduits comme variables de lien. La valeur moyenne dans le vide d'un opérateur combinant les champs de quarks et de gluons est alors déterminée. En se limitant à un volume fini, l'espace et le temps sont discrétisés puis le formalisme du Lagrangien est utilisé. Les principaux ingrédients de la théorie de la QCD sont conservés (constante de couplage, différentes espèces de quarks). Les sujets physiques importants actuellement étudiés à l'aide de cette méthode sont liés au confinement : la théorie de Yang-Mills, la variation de la constante de couplage avec l'échelle d'interaction, la transition de phase de déconfinement et la brisure de la symétrie chirale, le vide de QCD, les masses, *etc*.

1.3.1.2 Limitations

Comme tout modèle, la QCD sur réseau a des limitations. Nous n'évoquons que deux d'entre elles :

- La grande limitation de tels calculs est qu'ils nécessitent l'utilisation d'ordinateurs ayant des capacités de calcul phénoménales pour "simuler" les interactions qui se produisent simultanément en chacun des points du réseau et cela sur plusieurs étapes de temps[2]. Les ordinateurs auxquels ont accès les physiciens dans leur laboratoire ne permettent pas de tels calculs, il faut donc disposer de machines extrêmement puissantes pour mener à bien ces calculs.
- Le réseau fait une approximation dite "*quenched approximation*" qui consiste à éliminer les boucles internes de quarks. Cette approximation peut devenir dangereuse quand les quarks de la mer sont non négligeables mais également au voisinage de la limite chirale.

Ce deuxième point est important dans la mesure où la QCD sur réseau est actuellement utilisée pour essayer de modéliser les phénomènes physiques se produisant à la transition entre la matière qui nous entoure et la matière déconfinée. La QCD est également utilisée pour caractériser la nature de la transition. Quelles que soient ses limitations, il s'agit toutefois du meilleur outil dont dipose la communauté scientifique aujourd'hui pour comprendre ce domaine en énergie de la matière. En perpétuelle amélioration, les calculs récents permettent de tester l'effet du nombre et de la masse des quarks sur la transition [Risc 04], petit à petit les quarks sont de mieux en mieux traités dans le modèle et

[2]Le cas idéal serait de pouvoir prendre un réseau infiniment grand (pour se rapprocher de la limite thermodynamique) et avec un espacement entre ses mailles qui tend vers zéro pour se rapprocher d'un milieu continu. Bien évidemment obtenir ces conditions aujourd'hui est impossible cependant les calculs ne cessent d'être améliorés.

les effets de l'absence ou de la présence de la symétrie chirale sont également testés sur le PQG.

1.3.2 La transition vers un plasma

La physique de la "transition de phase" de la matière hadronique à un PQG est de mieux en mieux maîtrisée surtout à potentiel chimique baryonique très proche de zéro. L'apparition de degrés de liberté partoniques dans le milieu devrait se traduire par une nette augmentation de l'entropie du système, de la pression avec une augmentation de la température et par conséquent, un changement de l'équation d'état. Ce sont les calculs de la QCD sur réseau qui permettent de répondre de façon plus claire aujourd'hui sur la nature de la transition. La figure 1.3 illustre la nature de la transition dans l'état actuel des connaissances en représentant la variation de la densité d'énergie en fonction de la température à **potentiel chimique nul** [Kars 02, KaLa 03]. Sur cette figure, trois cas sont proposés correspondant aux résultats des calculs de la LQCD pour différents nombres de saveurs de quarks.

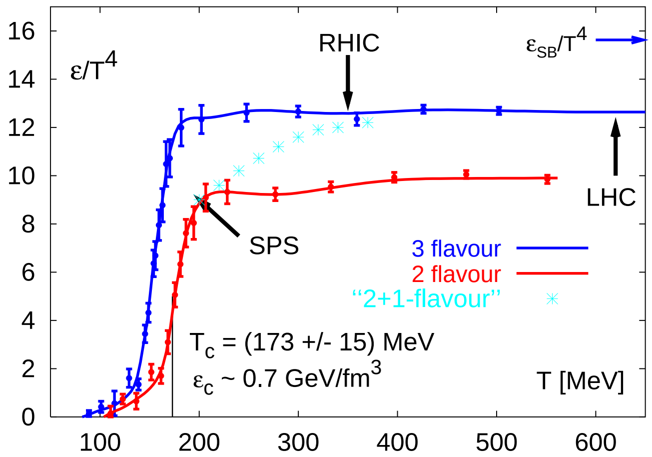


Figure 1.3 – Densité d'énergie en fonction de la température prédite par la LQCD pour différentes saveurs de quarks à $\mu_B \to 0$ [KaLa 03]. Les flèches correspondent à la loi de Stephan-Bolztmann dans un gaz parfait.

À faible potentiel chimique baryonique (μ_B), il est admis que la transition est douce sans aucune singularité. Ce type de transition est appelé *crossover* et on peut définir une température et une densité critiques[3] $T_c = 173 \pm 15$ MeV et $\epsilon(T_c) = 700 \pm 200$ MeV/fm^3 dans le cas où deux saveurs de quark (u, d) sont utilisées. Ces deux quantités seront donc les deux valeurs à dépasser pour atteindre un état de PQG.

[3]Notons qu'il est très délicat de parler de "température critique" et de "densité critique" quand la transition est douce. Il s'agit là d'un abus de langage, au même titre qu'utiliser le terme de transition de phase n'est pas rigoureux pour parler de *crossover* dans la mesure où ce dernier n'est pas une vraie transition de phase au sens de la thermodynamique. Dans le cas de la LQCD, la température critique correspond à la température où la densité d'énergie est égale à la moitié de la valeur aux grandes températures. Par la suite, nous utiliserons le terme générique de "transition" pour parler de ce changement d'état doux. Nous continuerons toutefois à utiliser les termes de "température et densité critiques" pour caractériser la transition.

Actuellement, les calculs sur réseau se développent de plus en plus pour étendre leur domaine d'étude à une région où μ_B n'est plus contraint à la valeur nulle. Même si ces calculs sont encore discutables en particulier en raison de problèmes de statistique, ils observent toutefois une transition du premier ordre en augmentant la valeur de μ_B. C'est ce qui est montré sur la figure 1.4 [FoKa 04].

Cela suggère donc que si sur le domaine de basse température et de grand μ_B, la transition est une transition de phase du premier ordre et qu'à très petit μ_B et grande température, la transition est de type *crossover*, il doit exister un point où les deux types de transition se rejoignent : le point critique [FoKa 04]. Sa position exacte (voire même son existence) est très incertaine aujourd'hui et peut fortement varier tel que cela est schématiquement représenté par une double flèche sur la figure 1.2. Les calculs récents de Z. Fodor et S. D. Katz donnent la position du point critique E à T_E = 162±2MeV et μ_E = 360±40 MeV avec n_f = 2+1 comme on peut le voir sur la figure 1.4 [FoKa 04]. Ce point serait probablement le lieu d'une transition du second ordre [FoKa 04, Step 04] au même titre que le point critique de l'eau. Les liquides possèdent une singularité y compris l'eau. La ligne d'ébullition de l'eau se termine par un point à la pression p=218 atm et T = 374°C. Le long de cette ligne, les deux phases (eau et vapeur) coexistent et sont de moins en moins discernables à mesure que l'on s'approche du point critique (la densité de l'eau diminue et celle de la vapeur augmente), résultant en une seule et même phase à ce point et au-delà. Une question majeure qui se pose aujourd'hui concerne le lien qui peut exister entre la

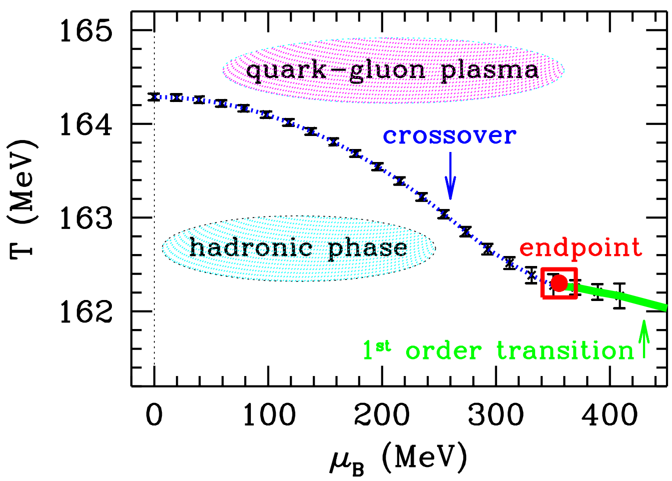


Figure 1.4 – Diagramme des phases de la matière nucléaire. La limite de transition entre un gaz de hadrons et un PQG est calculée par des calculs de la LQCD à $\mu_B \neq 0$. La limite entre un *crossover* et une transition du premier ordre se traduirait par l'existence d'un point critique de second ordre.

ligne de transition de phase (entre la matière confinée et la matière déconfinée) et la "ligne" qui schématiserait la limite de la brisure/restauration de la symétrie chirale. Ces deux lignes sont-elles confondues ? On ne connaît pas la réponse actuellement cependant il semblerait qu'elles soient très proches et que l'une devrait entraîner l'autre. Si une transition a lieu vers un déconfinement, cela devrait s'accompagner d'une diminution de la masse des quarks constituants vers leur masse nue et inversement.

1.3.3 La nature du PQG... (s)PQG ?

1.3.3.1 La limite Stephan Boltzmann

Les deux phases coexistantes en QCD sont donc un gaz de hadrons et un plasma de quarks et de gluons. On peut alors s'interroger sur la nature exacte de la phase de PQG. Vers la fin des années 1970, ce plasma était assimilé à un gaz parfait donné par la limite de Stephan Boltzmann. Cette dernière donne la pression suivante pour décrire la pression d'un gaz de pions :

$$\mathrm{P}_{\pi} = -\frac{\partial \Omega_{\pi}}{\partial V}|_{T,\mu} = 3 \times \left(\frac{\pi^2}{90}\right) \times \mathrm{T}^4 \tag{1.8}$$

le facteur 3 traduisant l'existence de trois états pour les pions ($\pi^{\pm}$ et π^0). La pression équivalente pour un plasma de quarks légers libres et de gluons sans masse qui ne sont plus confinés est plus grande du fait qu'il y a beaucoup plus de degrés de liberté dans le cas où l'on a uniquement deux saveurs de quarks (u et d) :

$$\mathrm{P}_{q\bar{q}} = 2 \times 2 \times 3 \times 2 \times \frac{7}{8} \times \left(\frac{\pi^2}{90}\right) \times \mathrm{T}^4 \,;\, \mathrm{P}_{g} = 2 \times 8 \times \left(\frac{\pi^2}{90}\right) \times \mathrm{T}^4 \tag{1.9}$$

chacun des facteurs numériques représentant pour les paires $q\bar{q}$: 2 états d'hélicité, 2 saveurs et 3 couleurs respectivement. Le facteur $\frac{7}{4}$ traduit la différence entre les statistiques de Fermi-Dirac et Bose-Einstein. Les facteurs pour les gluons proviennent de leur chiralité (2) et de leurs 8 états de couleurs [Hand 01].

Il est alors intéressant de comparer les prédictions de la QCD sur réseau à cette limite "idéale" de Stephan Boltzmann. C'est ce que montrent les figures 1.3 et 1.5, où les calculs de la LQCD à $\mu_B = 0$ [KaLa 03] sont comparés aux prédictions de la loi de Stephan Boltzmann (les trois flèches sur la figure). On vérifie tout d'abord que $\mathrm{P}_{\pi} < \mathrm{P}_{q\bar{q}} + \mathrm{P}_g$. La LQCD nous montre ainsi que l'on passe d'un état de gaz de pions à un état composé de quarks, antiquarks et de gluons. Par contre, on constate très clairement que l'état déconfiné attendu d'après les prédictions de la LQCD est nettement en dessous de la limite Stephan Boltzmann de type "gaz parfait". **Cette observation conduit à la conclusion que l'état formé pour une température au-dessus de T_c n'est pas un fluide parfait de quarks et de gluons libres et déconfinés mais s'apparenterait davantage à un état de quarks et de gluons qui interagiraient encore fortement**. Comme on peut le voir sur cette même figure, au-delà de 5 T_c et plus, l'état de gaz parfait ne devrait pas être atteint. Il faudrait aller à des températures de l'ordre de 100 T_c pour commencer à s'en rapprocher.

1.3.3.2 Condensats de quarks

Une autre façon d'étudier la transition vers un PQG est de regarder l'évolution au sein du système des condensats de quarks $< \psi\bar{\psi} >$, qui pourraient faire office de paramètres d'ordre pour la transition. Il s'avère que ce condensat de quarks s'approche de zéro alors que la transition se produit vers un état "déconfiné". Cependant, la QCD sur réseau montre qu'il n'atteint pas la valeur de zéro pour des températures supérieures à T_c (cf. figure 1.6

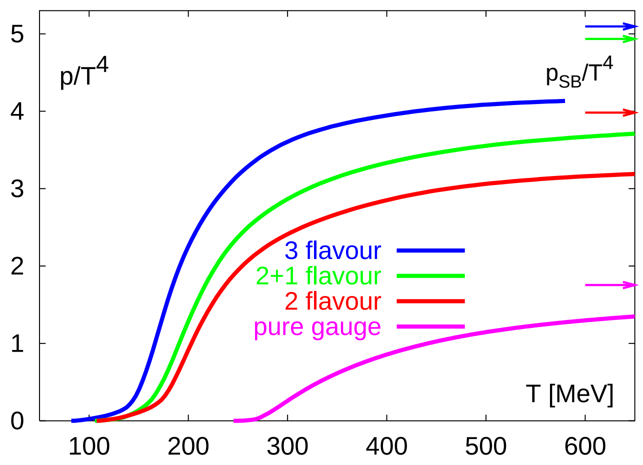


Figure 1.5 – Évolution de la pression divisée par T^4 en fonction de la température pour différentes saveurs de quarks [KaLa 03]. Les flèches représentent la limite Stephan Boltzmann.

gauche). L'interaction entre quarks est donc possible et la symétrie chirale n'est pas totalement restaurée. Certains quarks encore massifs (par rapport à leur masse nue) peuvent interagir fortement.

Nous montrons également sur la figure de droite l'évolution séparée des condensats de quarks ($<u\bar{u}>$,$<d\bar{d}>$) et ($<s\bar{s}>$) en fonction de β [ScBi 04]. β est une constante de couplage utilisée par les calculs de la QCD sur réseau. Un β qui augmente est équivalent à une diminution de la taille de la maille du réseau et à une augmentation de la température. Sur cette figure, on constate nettement les effets de l'augmentation de température, donc du changement d'état de la matière, qui se traduit par les condensats ($<u\bar{u}>$,$<d\bar{d}>$) et ($<s\bar{s}>$) qui tendent très vite vers de toutes petites valeurs. Notons que **c'est également le cas de l'étrangeté**. Les condensats ($<s\bar{s}>$) ne sont pas autant supprimés que les quarks plus légers, cependant, ils sont également concernés par les effets de la restauration de la symétrie chirale. C'est un phénomène que nous allons exploiter au cours de cette thèse dans la mesure où ils peuvent aussi être utilisés pour marquer ce changement de propriété chirale à la transition. Étant donné que l'étrangeté est une quantité qui se conserve, elle doit garder l'information de l'état de haute densité dans lequel les quarks étranges se sont trouvés.

1.4 Évolution théorique des propriétés du PQG

Nous terminons ce chapitre en faisant référence à E. Shuryak et I. Zahed qui proposent dans un article récent [ShZa 03] d'essayer de "repenser" les propriétés du PQG. Il semblerait donc que le plasma tel qu'il est prédit aujourd'hui n'aurait pas exactement les mêmes propriétés que celles définies depuis 1970. Si depuis cette année-là, le plasma est reconnu comme un gaz de quasiparticules (quarks et gluons habillés) interagissant très faiblement aujourd'hui il semblerait que ce dernier ait davantage les propriétés d'un gaz interagissant

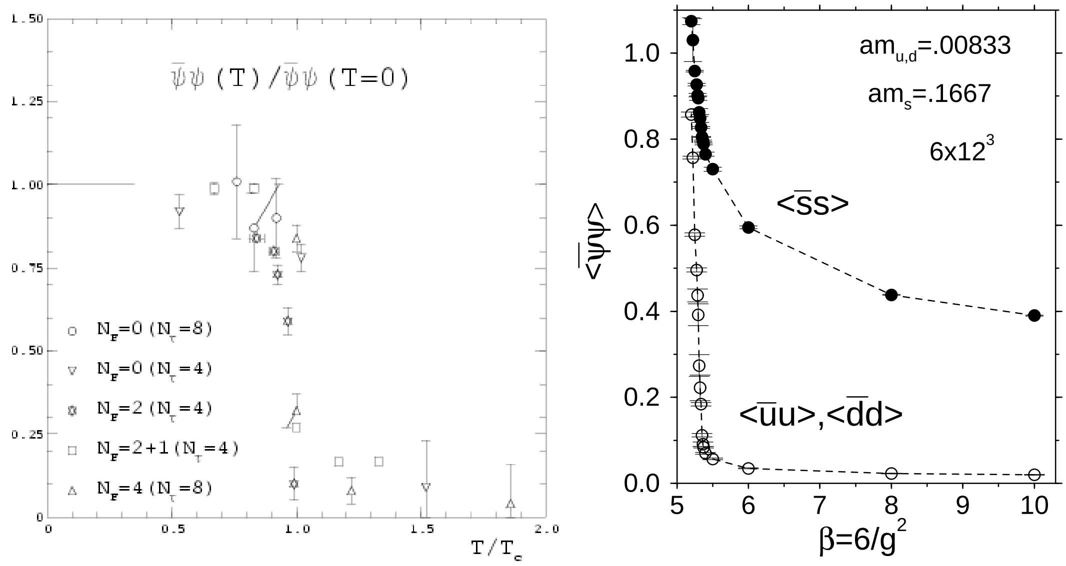


Figure 1.6 – Gauche : Évolution du condensat de quarks en fonction de la température [KaLa 03]. Droite : évolution séparée des condensats pour les quarks légers (u et d) et pour les quarks étranges en fonction de l'augmentation de la constante de couplage β calculée par la LQCD. Une augmentation de β correspond à une diminution de la maille du réseau et surtout à une augmentation de la température du milieu.

fortement. L'énergie disponible dans le milieu proviendrait alors seulement pour moitié des états de quasiparticules interagissant très faiblement. L'autre moitié proviendrait de l'existence dans le milieu d'états liés [Shur 04]. Ils pourraient être de nature très différente (non colorée ou colorée) :

The bound state of $\bar{q}q$ can only be colorless mesons [...], but in QGP there can be colored bound states. Quite famous are quark Cooper pairs qq which drive the color superconductivity at sufficiently high density and low T : but pairs themselves should exist outside this region as well. Gluons can form a number of states with attraction, and there can also be gq hybrids [Shur 04].

Cela suggère que des états liés comme $c\bar{c}$ devraient exister dans le QGP jusqu'à une température de l'ordre de 1.6 T_c d'après leur prédiction (à $\mu_B \sim 0$) comme on peut le voir sur la figure 1.7. Il en serait de même pour l'existence dans le plasma d'états liés moins massifs en dessous d'une température de 1.45 T_c.

Quelle que soit aujourd'hui la validité de cette nouvelle vision du PQG, désormais appelé par certains “sQGP” ou “sPQG” pour “*strongly-interacting* PQG”, il n'en demeure pas moins, qu'en plus des prédictions de la QCD sur réseau qui semblent montrer l'existence d'un état aux constituants élémentaires interagissant, un certain nombre d'observations expérimentales auprès de collisionneurs comme le SPS au CERN et le RHIC au Brookhaven National Laboratory plaident en faveur de cette hypothèse. Il en ressort que ce dernier doit posséder les trois propriétés suivantes : il est demandé que ce dernier soit à l'équilibre au moment de sa formation, qu'il soit constitué de quarks et qu'il soit thermalisé dans son

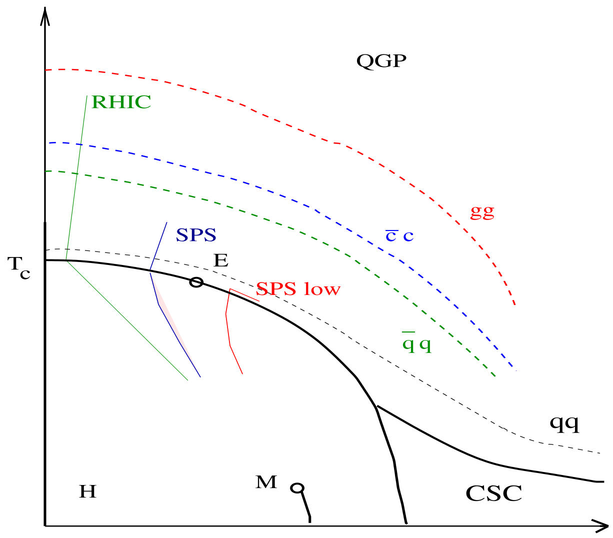


Figure 1.7 – Représentation des différentes limites d'états liés dans le PQG prédites dans [ShZa 03].

ensemble. Cependant, par rapport à sa définition au moment où ce dernier a été créé, il est possible que ses constituants soient fortement en interaction.

L'existence de phénomènes collectifs due à une anisotropie développée très tôt dans la collision et mesurée par l'intermédiaire du flot elliptique, par exemple, suggère que le fluide formé lors de collisions d'ions lourds n'est certainement pas parfait et est porteur d'une viscosité non négligeable.

CHAPITRE 2

Mise en regard modèles théoriques / observations expérimentales

Le Pic vert
Picus viridis

L'objectif principal de la physique des ions lourds est l'étude expérimentale de la nature de la matière décrite par la QCD sous des conditions extrêmes de température. Il a été prédit qu'en faisant entrer en collision des noyaux suffisamment lourds à des énergies élevées, les conditions de formation de l'état présenté dans le chapitre 1 devraient être remplies.

L'accent a donc été mis depuis bientôt 20 ans sur la "découverte du plasma de quarks et de gluons", où le terme de "plasma de quarks et de gluons" fait davantage référence à un système où les degrés de liberté ne sont plus les hadrons neutres de couleur mais les partons. Cette définition peut paraître limitée dans la mesure où une étude simple d'une collision proton+proton conduit également à considérer que des degrés de liberté représentés par des hadrons neutres de couleur ne sont pas suffisamment pertinents pour décrire la collision et que ce sont davantage les constituants partoniques des protons qu'il faut considérer pour décrire une collision élémentaire. Ce qui distingue véritablement une collision d'ions lourds par rapport à une collision élémentaire est la domination des degrés de liberté partoniques pour décrire l'ensemble des domaines d'impulsion transverse accessibles et surtout pour décrire la physique qui se passe sur des distances de l'ordre de la taille des noyaux. Pour pouvoir ensuite caractériser cet état de la matière, il est nécessaire de considérer ses degrés de liberté non hadroniques comme un ensemble statistique bien défini. Cela signifie que des quantités ou concepts comme la température du milieu, le potentiel chimique, une vitesse de flot peuvent y être définis, de telle sorte que le système peut être décrit par l'intermédiaire d'une équation d'état.

Les expériences devraient être capables de déterminer les caractéristiques physiques de la transition, comme sa température critique[1] T_c, son ordre, la vitesse du son... Alors que le plasma de quarks et de gluons à des températures bien supérieures à T_c devrait se comporter comme un gaz de quarks et de gluons interagissant très faiblement, près de T_c, les degrés de liberté fondamentaux devraient être beaucoup plus complexes et c'est ce qui fait tout la difficulté de l'analyse des données collectées depuis l'AGS au RHIC. Par les collisions d'ions lourds, nous sommes capables de créer un nouvel état de la matière mais nous en ignorons quasiment toutes les propriétés. Ces dernières sont progressivement dévoilées à mesure que les modèles évoluent mais aussi à mesure que l'interprétation des observations expérimentales évolue.
Aujourd'hui, la priorité n'est donc plus explicitement la "recherche du plasma de quarks et de gluons", dans la mesure où comme nous l'avons vu, ses propriétés varient en fonction du domaine en énergie avec lequel on vient sonder la matière, mais davantage l'étude des propriétés de la matière nucléaire chaude formée à une énergie donnée.

Réussir à mettre en évidence les propriétés de la matière nucléaire à très hautes températures passe donc par la mise en place d'un certain nombre de signatures, par leur observation expérimentale et par la convergence de chacune d'elle vers un système aux propriétés physiques cohérentes.

En balayant ensuite les domaines d'énergie expérimentalement accessibles, il est alors possible d'essayer de tirer des systématiques des observables et signatures observées avec toujours pour objectif de converger vers une compréhension cohérente de la physique sous-jacente. Cette compréhension cohérente peut correspondre, par exemple, à la compréhension de chacune des étapes de la collision à commencer par ses premiers instants pour aboutir à la libération des particules formées vers les détecteurs.

Plutôt que de dresser une liste de l'ensemble des signatures qui ont été proposées jusqu'à présent pour mettre en évidence la formation d'un PQG en laboratoire et pour étudier ses propriétés, nous avons choisi de ne parler que de quelques unes d'entre elles. Les signatures que nous avons sélectionnées nous ont paru essentielles pour décrire l'état actuel d'avancement de la physique des ions lourds dans sa compréhension du PQG. Certaines d'entre elles ont une relation étroite avec notre travail de thèse et constitueront ainsi une brève introduction aux modèles que nous utiliserons ultérieurement pour comprendre notre analyse. Ce chapitre a été divisé en trois parties. Dans un premier temps nous parlerons des modèles et résultats expérimentaux actuellement parmi les plus marquants pour décrire l'état de la matière formée au RHIC. Dans une seconde partie, nous discuterons brièvement des signatures qui dans un avenir proche devraient permettre d'améliorer la compréhension actuelle que l'on a du PQG. Finalement, nous réserverons un paragraphe à l'étrangeté qui a été l'une des signatures importantes du plasma depuis 1982. L'étrangeté motive notre travail de thèse qui permettra de faire un bilan de la pertinence de cette signature alors que le collisionneur RHIC aux États-Unis vient d'entamer sa cinquième année de prise de données.

[1] Nous parlons ici par abus de langage de transition de phase et de température critique. Cependant le changement d'état s'apparenterait davantage à un crossover impliquant un changement doux et lent de propriétés chimiques du milieu à la différence d'une transition de 1er ordre (cf. chapitre 1).

2.1 Les faits marquants au RHIC

Dans chaque sous partie, nous présenterons les ingrédients principaux des modèles et calculs théoriques utilisés, en exposant leurs hypothèses, leurs limitations ainsi que leurs prédictions. À chaque modèle est associé un ou plusieurs résultats expérimentaux plaidant aujourd'hui en faveur de la formation d'un nouvel état de la matière dont les propriétés semblent s'approcher d'un état équilibré aux degrés de liberté partoniques interagissant fortement les uns avec les autres. Cependant, il est encore nécessaire d'étudier certaines propriétés décisives pour conclure à la formation de la matière définie au chapitre 1.

Une question majeure occupe RHIC aujourd'hui : jusqu'à quel point, les quanta produits dans la collision interagissent et se thermalisent ? Les collisions nucléaires produisent énormément de particules et d'énergie transverse mais comment peuvent-elles produire de la matière localement en équilibre caractérisée par des paramètres thermodynamiques comme une température, une pression et une densité d'énergie. Il faut pouvoir étudier les propriétés de thermalisation du système pour tenter d'apporter des réponses à ces questions en définissant une équation d'état.

2.1.1 Modèles statistiques

L'équilibration de la boule de feu peut être étudiée par l'intermédiaire des taux de production intégrés en p_T qui devraient être statistiquement distribués suivant les conditions thermodynamiques du *freeze-out* chimique (paragraphe 3.1.1.2, chapitre 3) [BGS 98, Becc 01, MRS 03, HKX 98, LeRa 000203].

2.1.1.1 Quelques ingrédients

Le but des modèles statistiques est d'extraire à partir de quelques taux de production de particules expérimentaux, les propriétés d'équilibration d'un système macroscopique [MRS 03, HUA 98, LeRa 000203]. Ces modèles toutefois, ne prédisent pas la façon dont le système atteint cet état d'équilibre. Ainsi, en exploitant quelques rapports de particules mesurés, ils sont capables de prédire tous les rapports de particules en faisant varier quelques paramètres thermodynamiques. Les modèles statistiques qui proviennent des développements initialement proposés par Hagedorn [Hage 65] et Fermi [Ferm 50] sont devenus des outils importants pour étudier les propriétés de la boule de feu créée lors des collisions d'ions lourds [BMSWX 96].

Pour une particule dans un volume V, les paramètres sont : la température (T) nécessaire pour atteindre une certaine densité d'énergie moyenne et des potentiels chimiques, μ_{B} (potentiel chimique baryonique), μ_{S} (potentiel chimique de l'étrangeté) et μ_{Q} (potentiel chimique de la charge), nécessaires pour contraindre le système afin qu'il y ait conservation du nombre baryonique B, de l'étrangeté S et de la charge électrique Q. De plus, des paramètres supplémentaires, appelés fugacités γ_q, peuvent être introduits pour autoriser le non-équilibre possible de certaines saveurs de quarks. Ces modèles sont semi-prédictifs dans la mesure où ils s'appuient sur la donnée de quelques rapports expérimentaux pour prédire d'autres rapports et ils le font avec succès que l'on se place à l'AGS, au SPS ou au RHIC [MRS 03, HKX 98, LeRa 000203]. La question qui se pose alors est si les température et potentiels chimiques extraits de ces modèles ont un sens physique et traduisent

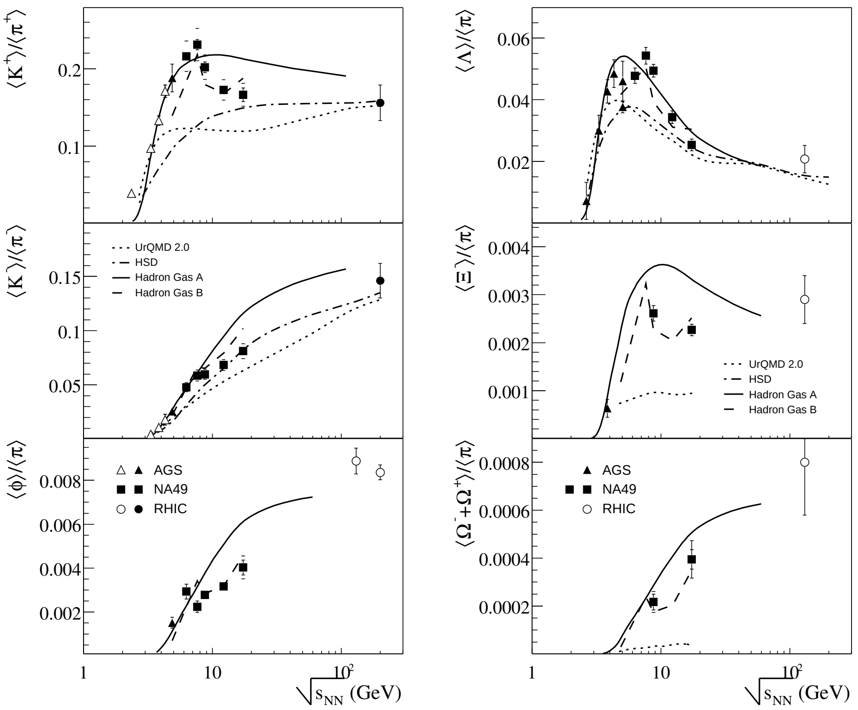


Figure 2.1 – Rapports (<Particules Étranges>/<π>) intégrés en rapidité depuis l'AGS jusqu'aux RHIC [Blum 04]. Les données sont comparées à deux modèles hadroniques de corde (UrQMD [Blei 99] et HSD [Brat 04]) et à deux modèles statistiques de production de particules (*Hadron Gas* A [BMCOR 02] et *Hadron Gas* B [Becc 01]).

réellement l'équilibre atteint par la matière.

2.1.1.2 Limitations

Il est à noter tout d'abord que ces modèles devraient être appliqués non pas à mi-rapidité mais sur des résultats intégrés sur tout le domaine en rapidité [KCSW 03]. De plus, la simple donnée des rapports intégrés n'est pas suffisante pour considérer T et μ_B comme des variables physiques thermodynamiques. Dans le cas de petits systèmes de type p+p, ces variables sont uniquement des multiplicateurs de Lagrange [Koch 03] qui n'ont pas de sens physique en soi. L'espace des phases doit être pris en compte pour distinguer une simple description "statistique" du milieu formé (système canonique - p+p) d'une description "thermodynamique" (système grand-canonique - Au+Au). Nous discutons plus longuement de ce point dans le chapitre 7.

2.1.1.3 Discussion et application

Nous avons choisi de présenter les résultats intégrés en rapidité des rapports (<Particules Étranges> / <π>) sur la figure 2.1 depuis l'AGS jusqu'au RHIC. Cette figure a été réalisée par la collaboration NA49 [Blum 04].

Notre intérêt se porte sur le résultat des ajustements de ces rapports sur tout le domaine en énergie accessible. Jusqu'à ce que les derniers résultats du SPS apparaissent sur ces figures, le modèle statistique "simple" de P. B. Munzinger *et al.* (trait plein) reproduisait parfaitement bien les tendances observées. Ce modèle grand-canonique préconise que l'équilibre thermodynamique est atteint pour toutes les particules réduisant les fugacités de chaque saveur de quarks à 1. Le modèle micro-canonique de Becattini (trait pointillé) est davantage contraint en autorisant le paramètre γ_s (défini comme le facteur d'occupation de l'espace des phases par l'étrangeté) à varier, traduisant du non-équilibre possible de l'étrangeté dans le milieu. Comme on peut le voir sur la figure, l'introduction de ce paramètre permet de reproduire davantage la forme des rapports autour des énergies du SPS.

L'explication de l'évolution de ces rapports est loin d'être triviale. Leur comportement est tout d'abord gouverné par l'augmentation d'énergie de l'AGS au SPS qui entraîne l'augmentation nette de la production de particules étranges et d'antimatière. À mesure que l'énergie augmente, cet effet est contrebalancé par les effets du potentiel chimique baryonique $\mu_{\rm B}$ qui tend vers 0. L'augmentation des taux de production des pions dans ce cas prédomine devant celle des taux des particules étranges expliquant la diminution de certains de ces rapports.

Toutefois, le "pic" observé autour de $\sqrt{s_{NN}}$ ~8-10 GeV et son origine interrogent sérieusement la communauté des physiciens aujourd'hui. Si certains d'entre eux étaient sceptiques quant aux résultats du SPS en 2000 qui semblaient avoir mis en évidence les premières manifestations du plasma, les résultats fort encourageants du RHIC ont entraîné une réinterprétation massive des résultats du SPS dans le sens de la formation d'un plasma. Il semblerait donc que quelque chose puisse se produire aux alentours du pic observé dans les rapports. Ce domaine d'énergie intéresse particulièrement les théoriciens des modèles statistiques aujourd'hui.

2.1.2 "Pression QCD" et phénomènes collectifs

La densité d'énergie initiale lors d'une collision, équilibrée ou non, n'est pas répartie de façon isotrope en raison à la fois de la géométrie de la collision et de la dynamique de cette dernière. Les réinteractions entre les constituants de la boule de feu vont convertir ces gradients de densité anisotrope en gradients de pression conduisant à un flot collectif de la matière [Olli 92, Sorg 97]. Ce flot est donc la conséquence de réinteractions qui conduisent également à la thermalisation du système. Il n'est cependant pas suffisant d'observer un flot collectif, susceptible d'être formé aussi bien au travers de réinteractions entre partons que plus tard entre hadrons pour conclure à la thermalisation du système. C'est la thermalisation partonique et une équation d'état partonique qui sont d'un grand intérêt et qui sont susceptibles de signer la formation d'un plasma.

2.1.2.1 Modèles hydrodynamiques

Une façon de décrire l'évolution de la boule de feu formée lors de collisions d'ions lourds ultra-relativistes et qui est passée par un état de plasma, est de considérer que les interactions initiales entre les constituants élémentaires de la matière sont suffisamment dures pour qu'un équilibre thermique local soit atteint très rapidement en début de collision. Il est ensuite nécessaire de maintenir cet état sur une courte période à l'échelle de la durée d'une collision mais suffisante pour qu'il ait eu le temps de thermaliser. La matière résultante est ainsi considérée comme un fluide relativiste subissant un flot hydrodynamique et collectif important [KoHe 03, Huov 03].

Dans quelle configuration l'approche hydrodynamique peut-elle être considérée comme utilisable pour modéliser la dynamique d'une phase déconfinée [Huov 03] ? P. Huovinen considère pour cela un PQG ayant 2 saveurs de quarks à la température T$\sim$200 MeV, ayant pour densité partonique n$\sim$4 fm^{-3}. En supposant que le transfert d'impulsion des gluons entre eux est de l'ordre de la masse écran de Debye de μ = gT (due à l'écrantage de couleur du fait de l'extrêmement grande densité de gluons dans le milieu), la section efficace d'interaction $\sigma_{\mathrm{gg}\to\mathrm{gg}} \sim 3$ mb donne le libre parcours moyen $\lambda = 1/\sigma$n$\sim$ 0.8 fm. Dans ce cas, le temps entre deux collisions est inférieur d'un ordre de grandeur environ à la durée de vie attendue du plasma (quelques fm/c). Ainsi, il est fort envisageable que des réinteractions multiples nécessaires à la thermalisation locale du système aient le temps de se produire.

Les détails de l'évolution hydrodynamique sont très dépendants de l'équation d'état (EOS) de la matière en mouvement et donc d'un possible changement d'état de cette dernière d'un PQG à une phase hadronique classique pendant l'expansion et le refroidissement du système. Il est important d'en comprendre les propriétés principales. L'hydrodynamique ne peut pas être appliquée à de la matière qui n'est pas localement à l'équilibre thermique, il est donc parfois nécessaire de compléter les calculs d'hydrodynamique par des traitements plus phénoménologiques pour prendre en compte les conditions initiales et une éventuelle transition de phase vers un *freeze-out* et rendre compte des spectres des hadrons dans la phase hadronique. À ce propos, certains modèles hydrodynamiques se sont davantage concentrés sur le flot transverse en supposant l'invariance par *boost* de Lorentz de la composante longitudinale [KoHe 03]. De plus, les calculs hydrodynamiques ne sont pas en mesure de reproduire la forme des spectres des hadrons dans les domaines de p_T assez élevés dans la mesure où la théorie repose sur l'hypothèse de très nombreuses réinteractions entre partons, réinteractions certainement trop faibles entre partons de haute énergie. L'hydrodynamique devrait être pertinente pour reproduire les spectres dans le domaine des bas p_T.

Jusqu'à présent, compte tenu du peu de temps dont disposent les partons pour interagir et du domaine en impulsion transverse couvert par l'hydrodynamique, cette dernière a traité la matière créée comme un fluide idéal et non visqueux de telle sorte que les équations du mouvement sont gouvernées par l'exacte conservation de l'énergie, de l'impulsion, du nombre baryonique, de l'étrangeté et de la charge électrique. Le fluide peut alors être complètement décrit par l'intermédiaire d'une vitesse, d'une pression et d'une densité d'énergie ou par deux de ces paramètres et l'EOS. Les modèles hydrodynamiques utilisés par RHIC pour comparer les données aux prédictions théoriques utilisent une équation d'état inspirée des calculs de la QCD sur réseau prenant en compte à la fois une phase de plasma avec des partons de masse quasiment nulle, une phase hadronique équivalente à un gaz parfait de hadrons et de résonances et une transition de phase de premier ordre assez longue pour passer d'un état à l'autre. Dans ces conditions, le schéma de la transition dans un diagramme de la pression en fonction de la densité d'énergie est représenté sur la figure 2.2 (gauche) présentant une pente $\partial p/\partial e$ assez importante dans un gaz de hadrons, encore plus importante dans la phase plasma et passe par une pente nulle au niveau de la

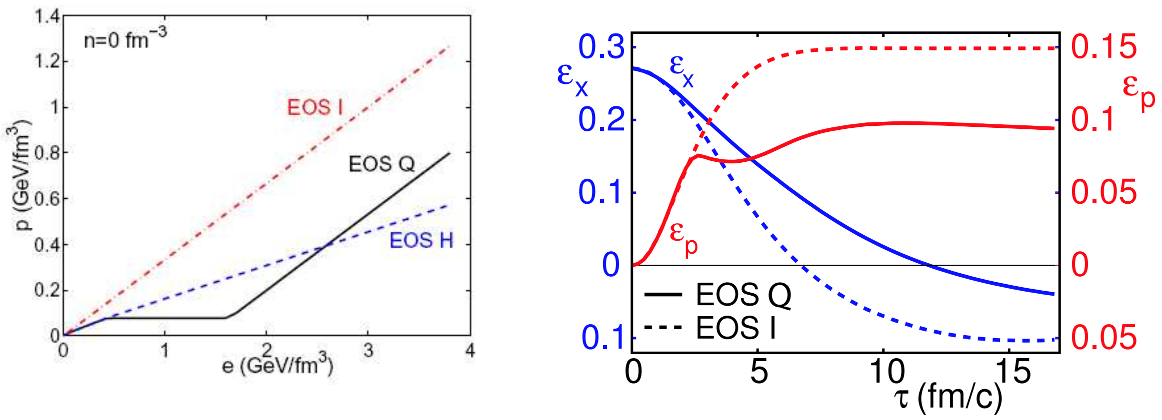


Figure 2.2 – Gauche : pression en fonction de la densité d'énergie à densité baryonique nulle pour trois équations d'état différentes de la matière nucléaire interagissant fortement : un gaz de résonances d'Hagedorn (EOS H), un gaz idéal de partons sans masse (EOS I) et une connexion de ces deux états reliée par une transition de phase de premier ordre à T_c = 164 MeV. Droite : évolution de l'anisotropie spatiale ϵ_x et de l'anisotropie en impulsion ϵ_p en fonction du temps pour deux EOS de type Q (trait plein) et I (trait en pointillés). Les figures sont extraites de [KoHe 03].

phase mixte [KoHe 03, Shur 03].

2.1.2.2 *Flot anisotrope et flot radial*

Le flot transverse et sa mesure sont un moyen de tester la validité des prédictions des modèles hydrodynamiques incluant ou non une transition de phase vers un gaz de hadrons. Dans les collisions non centrales, la zone de réaction a la forme d'une amande [Olli 92]. Cette anisotropie spatiale est convertie progressivement en anisotropie dans l'espace des phases où des gradients de pression naissent et donnent lieu au développement d'un flot elliptique non trivial. Ce dernier a la particularité de plus de s'auto-éteindre du fait de l'expansion de la pression formée qui a tendance à réduire au cours du temps l'anisotropie spatiale initiale. Ce comportement est illustré sur la figure 2.2 de droite où ϵ_x traduit l'anisotropie spatiale et ϵ_p, l'anisotropie en impulsion. On constate d'après ces calculs que ϵ_x diminue très vite avec le temps qui s'écoule et donne lieu à une augmentation de ϵ_p dans le cas de deux choix d'EOS. ϵ_x qui diminue avec le temps, traduit le caractère d'auto-suppression du flot elliptique particulièrement sensible aux premiers instants de la collision. L'augmentation de ϵ_p généré traduit, certes l'augmentation des interactions entre hadrons progressivement créés plus tard dans la collision (flot radial important), mais elle est surtout due à l'anisotropie en impulsion générée initialement dans la phase partonique. ϵ_p sature à $\tau \sim 6$ fm/c en raison de la faible pression dans la phase mixte. La mesure d'un flot elliptique important est le signe de la formation d'une matière partonique en interaction au début de la collision et donc probablement d'une thermalisation locale du système.

Une mesure expérimentale du **flot elliptique** v_2 [Sore 04a], des π, K, p et Λ à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV et des π et p à 130 GeV, par la collaboration STAR, est présentée sur la figure 2.3 et est comparée aux prédictions de deux modèles hydrodynamiques. Sur la figure

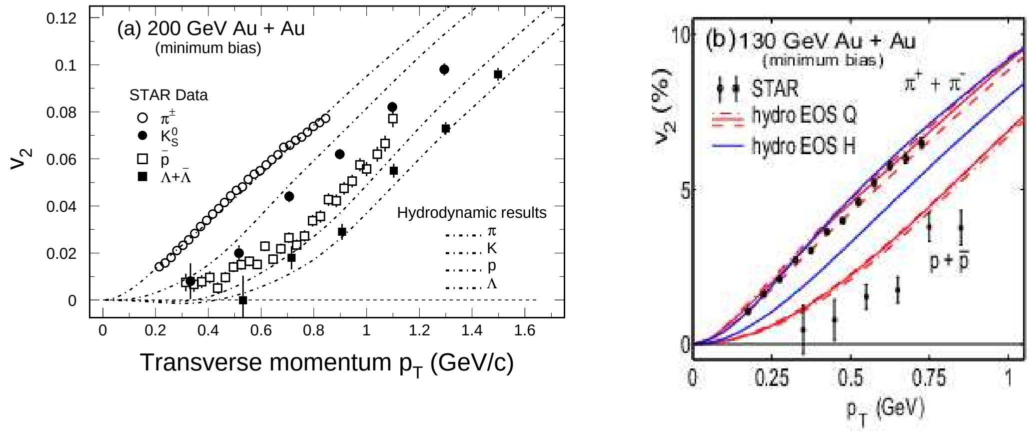


Figure 2.3 – (a) Résultats de la collaboration STAR de la dépendance du flot elliptique v_2 en fonction de l'impulsion transverse pour les $\pi^+ + \pi^-$, K_s^0, $\bar{p}$ et Λ pour les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV [Sore 04a]. Des calculs hydrodynamiques [HKHRV 01] faisant l'hypothèse d'une thermalisation tôt dans la collision, de l'expansion d'un fluide idéal ainsi qu'un EOS en accord avec les calculs de la QCD sur réseau incluant une transition de phase (EOS Q [HKHRV 01]) et un *freeze-out* cinétique à T = 120 MeV sont montrés pour comparaison en ligne pointillées. (b) Même comparaison avec les données Au+Au à 130 GeV [Adle 01b]. Les données sont comparées aux calculs hydrodynamiques considérant un gaz de hadrons (EOS H) et un PQG (EOS Q).

de gauche, les données sont comparées à un modèle hydrodynamique incluant une transition de phase du premier ordre à une température critique de 350 MeV, une thermalisation locale tôt dans la collision et utilisant une équation d'état en accord avec les calculs de la QCD sur réseau (EOS Q sur la figure 2.2) et un *freeze-out* cinétique à une température de 120 MeV. La figure de droite montre les prédictions de deux modèles, l'un incluant une transition de phase (EOS Q), l'autre ne prenant pas en compte de transition de phase et décrivant l'équation d'état par un gaz de hadrons. L'accord entre les données de STAR et les prédictions incluant un fluide parfait avec une EOS Q est bon. On observe de plus une dépendance en masse de v_2 prédite par le modèle hydrodynamique. Enfin, on constate qu'un simple modèle de type EOS H ne parvient pas à reproduire les données à 130 GeV. **Cet assez bon accord entre modèles hydrodynamiques et mesure du flot elliptique par l'intermédiaire de v_2 est aujourd'hui un des points les plus importants plaidant en faveur de la formation d'une matière aux degrés de liberté partoniques à RHIC.**

Une mesure indirecte du flot développé aux premiers instants de la collision peut également être obtenue en mesurant le flot radial développé dans le plan transverse. Ce dernier est essentiellement généré par les interactions entre hadrons une fois que ces derniers sont créés lors de la collision, cependant, le **flot radial doit également être porteur d'une composante partonique masquée par la composante hadronique forte qui lui succède**. Nous allons voir, au cours de ce travail de thèse, que la mesure du flot radial des baryons multiétranges peut être d'un grand intérêt pour aller sonder les premiers instants de la collision dans la mesure où ces derniers, tout comme les particules charmées plus massives, auraient une faible section efficace d'interaction avec leur environnement

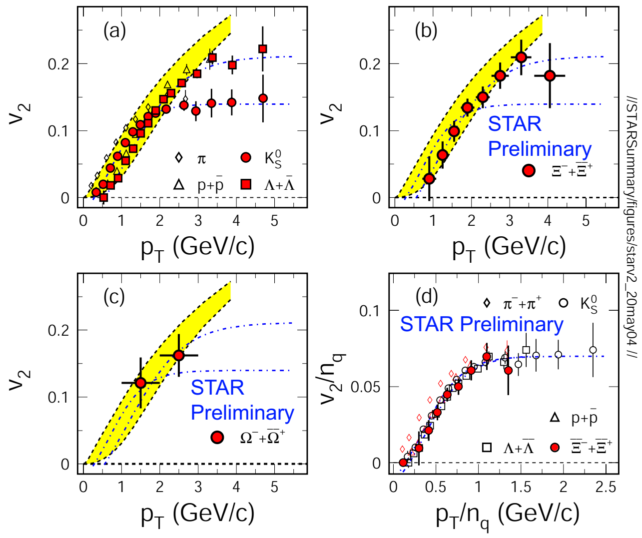


Figure 2.4 – Mesures du flot elliptique dans STAR pour les K_s^0 et Λ [Sore 04a] (a), Ξ (b) et Ω [Cast 04] (c) dans les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV. Les flots des π et $p+\bar{p}$ ont été mesurés par la collaboration PHENIX [Adle 03]. Les lignes en pointillés sont des ajustements par des fonctions analytiques simples de v_2. Les zones grisées représentent les prédictions hydrodynamiques. En (d), v_2 pondéré par le nombre de quarks constituants n_q est représenté en fonction de p_T/n_q.

hadronique [HKX 98, TLS 01, XuXu 03].

2.1.3 Coalescence, recombinaison et fragmentation de quarks

Plus récemment, le flot elliptique des baryons et mésons simplement puis multiétranges a été mesuré par la collaboration STAR comme illustré sur la figure 2.4 pour les K_s^0, Λ, Ξ et Ω. Ces mesures ont permis à la collaboration d'étudier le comportement du flot elliptique sur un domaine beaucoup plus étendu que les basses impulsions. Nous commenterons la forme des distributions de v_2 au cours du chapitre 8 ; cependant, d'ores et déjà, nous notons la non-pertinence de modèles hydrodynamiques pour reproduire le comportement caractéristique de saturation du flot elliptique observé dès p_T ~2-2.5 GeV/c. Les prédictions d'un modèle hydrodynamique incluant une transition de phase vers un PQG sont représentées par les surfaces grisées sur ces figures. v_2 dévie complètement de ses prédictions dans les domaines de p_T intermédiaires. Il a donc fallu trouver une alternative pour expliquer le comportement de saturation de v_2.

2.1.3.1 Quelques éléments de coalescence et de fragmentation

Le concept de recombinaison de quarks a été introduit pour décrire la production de hadrons lors de collisions p+p à haute rapidité [AnSh 73, RHM 79]. Ce mécanisme à haute rapidité permet à un parton rapide issu de rediffusions multiples dures de se recombiner avec un parton peu énergétique. Ce dernier provient soit de la mer initiale des hadrons incidents soit a été excité par des gluons. Dans le cas de la formation du PQG, on devrait s'attendre à des recombinaisons de toutes sortes : coalescence de partons thermalisés. Cette idée a conduit à l'élaboration d'un nouveau mécanisme de production de particules sur le domaine de p_T intermédiaires.

Avant le développement de ces modèles, les modèles de fragmentation de quarks préconisaient la formation de hadrons d'impulsion moyenne par la fragmentation de partons de haute énergie en des hadrons d'énergie moindre. Ces modèles ont eu un succès relatif pour reproduire les spectres de particules dans les domaines d'assez grands p_T [FMNB 03] qui ont des évolutions de type loi de puissance. La production de hadrons peut être décrite à suffisamment haut p_T par la QCD perturbative (pQCD). La section efficace de formation d'un hadron peut être décrite sous forme factorisée comme la somme des sections efficaces de production d'un parton convoluées par une certaine probabilité (fonction de fragmentation) qu'a ce même parton d'hadroniser en hadron. Dans ce cas, la production dite "perturbative" d'un hadron se décline en trois étapes : (1) production de partons par diffusions dures, (2) propagation et interaction de ce dernier avec le milieu puis (3) hadronisation du parton. Cette approche phénoménologique qualifiable de QCD hautement non perturbative permet de décrire avec succès les spectres en impulsion transverse des particules dans les domaines d'assez hauts p_T. Cependant, elle n'est pas pertinente pour décrire le domaine de p_T intermédiaire.

Plutôt que de produire des particules de faible p_T à partir de partons durs, il a été proposé de rassembler des partons de faible ou moyenne impulsion transverse pour former des hadrons plus énergétiques. Dans ces conditions, les baryons reçoivent davantage d'impulsion transverse qu'un méson et cela devrait être observé expérimentalement. Une composante importante du modèle est la supposition que les partons entrant en jeu lors de la recombinaison sont "habillés" (partons constituants) et les gluons ne jouent pas de rôle particulier dans le modèle. Les constituants du modèle sont supposés suivre un spectre transverse de distribution exponentielle (thermalisé) et chacun d'eux est porteur d'une vitesse transverse collective. Il a été suggéré que si toutes les observables dans le domaine de p_T intermédiaires peuvent être expliquées à partir de la recombinaison de ces partons constituants (supposés thermalisés), alors ce modèle pourrait faire la preuve de l'existence d'un plasma de quarks et de gluons [Mull 04].

Depuis quelques années, les modèles de coalescence ont nettement évolué. La recombinaison de partons a tout d'abord été investiguée par Hwa et Yang [HwYa 02, HwYa 03] et a été ensuite reprise en terme de modèles de coalescence et de recombinaison [LiKo 02, FMNB 03, GKL 03, MoVo 03]. Ces modèles décrivent généralement les spectres en impulsion transverse des particules suivant deux composantes : (1) la recombinaison de partons dominant la production des hadrons à p_T intermédiaire et (2) la fragmentation décrivant la production de hadrons dans les plus hauts p_T. Dans ces modèles, le nombre de mésons donné par la recombinaison de partons s'exprime comme l'intégrale sur une hypersurface d'hadronisation de, entre autres, la probabilité de coalescence d'un méson donnée par une distribution de Wigner multipliée par les fonctions de distribution des quark et antiquark à l'origine de la formation du méson. De même, pour un baryon, ces modèles utilisent cette fois, la probabilité de coalescence d'un baryon. Cette dernière est multipliée par trois fonctions de distribution de quarks. Dans tous les cas, les distributions des quarks et antiquarks contiennent une composante douce et une composante dure. La composante douce résulte d'un plasma de quarks et de gluons thermalisés avec un flot radial et elliptique important. Dans les domaines de bas p_T et de p_T intermédiaires, les partons sont distribués suivant des lois exponentielles. Cette description peut être considérée comme un modèle d'hadronisation du PQG. La composante plus dure du modèle est donnée par la distribution de mini jets issus de calculs de la QCD perturbative, dont les impulsions transverses sont ajustés pour rendre compte de la perte d'énergie observée des partons. Les partons dans le domaine des hauts p_T sont distribués suivant des lois de puissance.

2.1.3.2 Limitations

Ces modèles de coalescence et recombinaison de quarks sont fort séduisants pour expliquer la formation des hadrons du fait de leur "simplicité" apparente, cependant certaines interrogations demeurent sur leur rigueur physique. Tout d'abord, il semblerait que la conservation d'énergie ne soit pas imposée. L'absence des gluons pour expliquer la formation de hadrons est assez surprenante dans la mesure où un hadron n'est pas un simple agencement de quarks. D'autre part, aucune connexion ne semble être faite dans le modèle entre les quarks constituants et les partons sans masse d'un plasma où la symétrie chirale est complètement restaurée [LiKo 02, FMNB 03, GKL 03, MoVo 03]. Ces remarques et questionnements seront certainement élucidés dans un avenir proche.

2.1.3.3 Le succès des prédictions

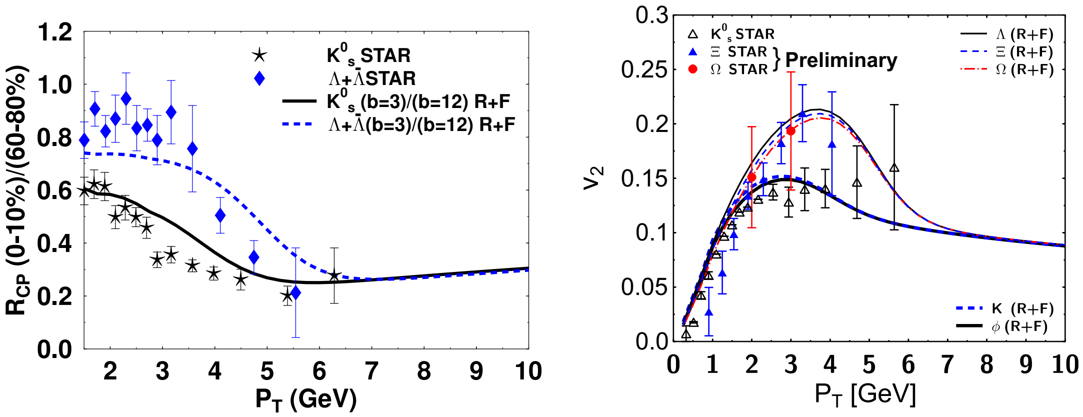


Figure 2.5 – Comparaison des mesures de R_{CP} [Sore 04a] (gauche) et du flot elliptique [Sore 04a, Cast 04] (droite) de la collaboration STAR pour les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV aux prédictions de modèles de recombinaison de quarks [FMNB 03].

Nous retiendrons trois points essentiels que semblent révéler ces modèles et que l'on observe actuellement. (1) La production de baryons à p_T intermédiaire est nettement accrue par rapport à celle des mésons du fait que leur impulsion transverse est le résultat de l'association de 3 quarks et non de 2. Dans ce domaine, la recombinaison domine devant la fragmentation, car une distribution exponentielle reproduit très bien les spectres expérimentaux des particules contrairement à une distribution en loi de puissance. En se déplaçant vers les plus hauts p_T, la fragmentation devrait alors dominer et on devrait retrouver un comportement similaire entre mésons et baryons. (2) Ce modèle prédit que le flot d'un hadron devrait être la somme (au premier ordre) du flot de chacun de ses constituants. (3) La recombinaison devrait être le mécanisme d'hadronisation dominant à p_T intermédiaires.

Pour illustration, la figure 2.5 (gauche) montre une comparaison d'un modèle incluant coalescence et fragmentation de quarks pour reproduire le facteur de modification nucléaire R_{CP} défini comme le rapport du spectre des collisions centrales A+A au spectre des collisions A+A périphériques normalisés aux nombres de collisions binaires en central et périphérique respectivement (cf. paragraphe 2.1.4.2). Ce spectre a été mesuré par la collaboration STAR. Sur la figure de droite, le modèle est comparé aux distributions du flot elliptique de plusieurs particules étranges.

On constate qu'à partir de p_T>2 GeV/c, l'accord entre les données et les prédictions du modèle est relativement bon. Cela devra être confirmé à l'avenir en améliorant les résultats expérimentaux en augmentant la statistique. Certains modèles de coalescence incluent une composante supplémentaire entraînant une dépendance en masse de v_2 dans les hauts p_T en plus d'une dépendance en terme de quarks constituants, entraînant une suppression de v_2 à haut p_T d'autant plus importante que la particule est massive. Les prochaines prises de données à haute multiplicité permettront d'infirmer ou de confirmer ces prédictions et la validité des modèles de coalescence/recombinaison dans les p_T intermédiaires.

2.1.4 Les sondes dures

Une façon de sonder les degrés de liberté partoniques du milieu créé dans les collisions A+A est d'utiliser les partons de haute impulsion transverse produits par diffusions dures.

2.1.4.1 Diffusions dures et pQCD

Une des conséquences pratiques parmi les plus importantes de la liberté asymptotique énoncée dans le chapitre 1 est certainement le succès de la QCD perturbative (pQCD) pour décrire des processus variés impliquant des interactions dures entre partons à très courte distance. Dans ce cas, la constante de couplage de l'interaction forte étant "faible", il est possible de faire un développement perturbatif de sections efficaces d'interactions physiques quand le transfert d'impulsion mis en jeu est grand. En raison du confinement de couleur du vide "plein", les particules observées de l'état initial et de l'état final sont des hadrons régentés par des interactions fortes à longue distance dont les intensités ne sont pas calculables par une approche perturbative. Cependant, il a été prouvé qu'au premier ordre en $1/Q^2$, la section efficace peut être factorisée en termes rendant compte de l'interaction à courte portée et calculables par la QCD perturbative et en d'autres termes traduisant l'interaction sur des plus longues distances – ces dernières n'étant pas calculables par la pQCD [DDT 80, Muel 81, CSS 85].

Les termes à longue portée font intervenir des fonctions d'onde hadroniques, des distributions de partons et l'hadronisation. Même s'ils ne peuvent pas être calculés de façon perturbative, les éléments de matrice qui les définissent sont universels et indépendants de processus spécifiques. Si un terme à longue portée est mesuré lors d'un processus quelconque, il peut être utilisé pour décrire un autre processus. Connaissant expérimentalement, par exemple, la valeur de la fonction de structure d'un parton à Q^2 donné, il est possible de déterminer la valeur de cette dernière sur un autre domaine de Q^2 à partir des equations d'évolution Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi [DGLAP 7277]. Ces équations permettent également de déterminer l'évolution de la constante de couplage QCD α_s en fonction de l'impulsion échangée Q^2.

Le modèle des partons en QCD perturbative est fondé sur un schéma analogue de factorisation de processus durs. Dans ce modèle, la section efficace d'un processus dur type décrivant, par exemple, la diffusion dure p+p, peut s'exprimer comme la convolution de distributions initiales de partons, des sections efficaces perturbatives de diffusions dures de partons faisant intervenir la constante de couplage fort de la QCD et d'une fonction de fragmentation de partons non perturbative. Comme les processus durs interviennent sur une très courte période au début de la collision, ils vont permettre de sonder la matière créée juste après la collision. Le modèle des partons de pQCD sert donc à étudier les sondes dures du plasma, comme les photons directs, la production de saveurs lourdes ou encore la physique de la propagation des jets dans la matière dense. Dans ce paragraphe, nous discutons uniquement de la physique des jets. Le paragraphe sur les signatures du futur revient brièvement sur les photons directs et sur les saveurs lourdes.

2.1.4.2 Perte d'énergie des partons et suppression des jets

Dans les domaines de hautes énergies ou de grandes impulsions transverses, les diffusions dures de partons ayant de très faibles sections efficaces, il est possible de considérer un noyau comme une superposition incohérente de partons. Par conséquent, une collision A+A pourrait être modélisée comme une superposition de collisions élémentaires indépendantes (N+N) (collisions binaires) (cf. chapitre 3) et pourrait être définie comme $<N_{bin}>$ collisions inélastiques N+N.

Pour observer ce comportement, le **facteur de modification nucléaire** défini comme le rapport du spectre A+A central au spectre obtenu lors d'une collision p+p (multiplié par le nombre de collisions binaires moyen) à la même énergie défini selon l'équation 2.1 a été introduit [Adco 01a]. $T_{AA} = (< N_{bin} > / \sigma_{inel}^{N+N})$ déterminé par le modèle de Glauber (avec une section efficace inélastique $\sigma_{inel}^{N+N} = 42$ mb) traduit la géométrie de la collision, $d^2\sigma^{N+N} / dp_T d\eta$ est la section efficace différentielle de production de hadrons dans les collisions p+p [Klay 04, Adam 03c]. En l'absence d'effets nucléaires qui seront discutés par la suite, le rapport devrait tendre vers 1 dans le domaine des hautes impulsions transverses où la QCD perturbative et les processus durs élémentaires devraient dominer [Adco 01b, Adle 01a].

$$R_{AA}(p_T) = \frac{d^2N^{A+A} / dp_T d\eta}{T_{AA}\, d^2\sigma^{N+N} / dp_T d\eta} \tag{2.1}$$

On utilise parfois un substitut de ce rapport, assimilant une collision p+p à une collision A+A périphérique. C'est le rapport R_{CP}, nommé également facteur de modification nucléaire, défini par la formule 2.2. Ce rapport est fort intéressant dans la mesure où il permet de définir une référence autre que celle des collisions p+p.

$$R_{CP}(p_T) = \frac{d^2N_{Central} / < N_{bin}^{Central} >}{d^2N_{Périphérique} / < N_{bin}^{Périphérique} >} \tag{2.2}$$

R_{AA} ou R_{CP} égal à 1 à haut p_T serait le cas idéal où les produits des réactions Au+Au n'auraient pas subi de modifications dues à des effets nucléaires des noyaux respectifs

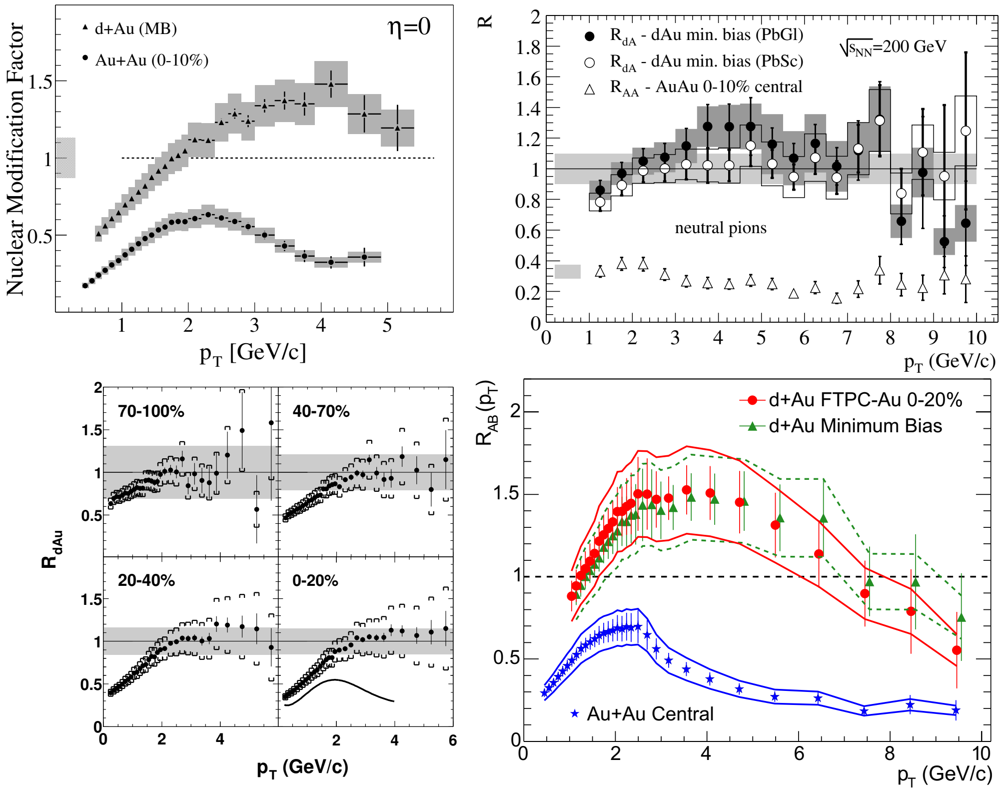


Figure 2.6 – Facteurs de modification nucléaire R_{AA} pour les hadrons chargés et les π^0 lors des collisions Au+Au et d+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV par rapport aux collisions p+p mesurés par BRAHMS (en haut à gauche), PHENIX (en haut à droite), PHOBOS (en bas à gauche) (point pour d+Au et ligne pour Au+Au en collisions centrales) et STAR (en bas à droite). Figures extraites de [StaWP 05]

mis en jeu ou dues à l'éventuelle formation d'une matière dense et chaude : le PQG. Il a été prédit, en effet, que la formation de ce dernier en laboratoire devrait avoir une conséquence importante sur les hadrons produits. Une suppression de la formation de ces derniers aux hautes impulsions transverses est attendue dans les collisions Au+Au où un plasma est susceptible d'avoir été créé. Les premières idées, nées bien avant la construction du RHIC [Bjor 82] ayant conduit par la suite à cette prédiction, sont attribuées à Bjorken. Elles ont été abondamment reprises et améliorées depuis [GyPl 90, WaGy 92, WGP 95, BDPS 95, BDMPS 97, BDMS 98, Bass 99]. **Elles préconisent que la propagation de partons de haute énergie dans un milieu très dense de quarks et de gluons doit s'accompagner d'une perte d'énergie de ces derniers par radiation de gluons**. Cette réduction de l'énergie de chaque parton entraîne une réduction de l'impulsion moyenne des hadrons issus de la fragmentation des partons. Ce phénomène devrait se traduire par la suppression des taux de production des hadrons de hauts p_T dans les collisions Au+Au par rapport aux taux des hadrons de hauts p_T dans les collisions élémentaires p+p.

Cette suppression attendue a été mesurée par les quatre expériences au RHIC en 2002.

Les résultats de BRAHMS, PHENIX, PHOBOS et STAR sont représentés sur la figure 2.6 et comptent parmi les résultats les plus marquants de la physique des hautes énergies en faveur de la formation d'une matière dense de partons au RHIC. Que ce soit R_{AA} des π^0 ou des particules chargées, on observe clairement dans le cas des collisions Au+Au une diminution du rapport au delà de p_T ~2.5 GeV/c. Dans le cas de collisions d+Au, une suppression beaucoup moins marquée est observée et à partir d'un p_T plus élevé que 2.5 GeV/c. Ces collisions sont utilisées comme contrôle. Comme en Au+Au, le produit de ces collisions dépend des effets nucléaires de l'état initial [Antr 79, Aube 83, Grib 83, Muel 86]. Par contre, à la différence de Au+Au, comme le plasma n'y est pas attendu, aucune suppression des jets à haut p_T (due à la perte d'énergie des partons dans l'état final) ne devrait être observée. C'est effectivement ce que semblent montrer les expériences du RHIC. Les collisions d+Au permettent de quantifier les effets nucléaires tandis que les collisions Au+Au subissent en plus une suppression à haut p_T (effets de l'état final). De l'ampleur de la suppression de R_{AA}, il est possible de faire une estimation de la perte d'énergie des partons dans le milieu [PheWP 04].

2.1.4.3 Corrélations azimutales

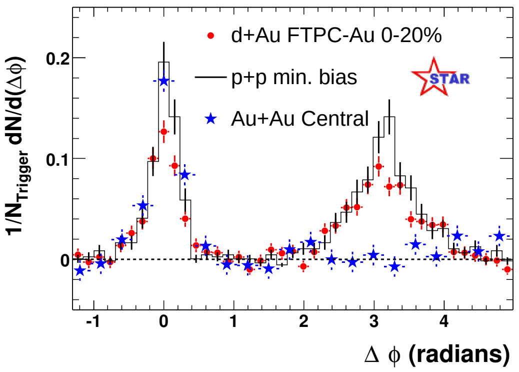


Figure 2.7 – Corrélations azimutales entre hadrons à haut p_T dans les collisions p+p, d+Au et Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV mesurées par STAR [Adam 03b]

Les effets de la perte d'énergie de partons de hauts p_T dans un milieu dense peuvent aussi être mis en évidence en étudiant la corrélation des hadrons de haut p_T. La figure 2.7 montre la distribution azimutale des hadrons de $p_T > 2$ GeV/c par rapport à un hadron déclencheur de $p_T > 4$ GeV/c. Une paire de hadrons générée par un jet seul devrait entraîner un pic de corrélation à $\Delta\Phi \sim 0$ comme cela est observé dans les collisions p+p, d+Au et Au+Au par la collaboration STAR. En revanche, une paire de hadrons corrélés issue de l'émission de deux jets à 180° (opposés) devrait entraîner un pic de corrélation à $\Delta\Phi \sim \pi$. Ce pic est observé dans le cas des collisions p+p et d+Au. Par contre, la corrélation de deux hadrons opposés est absente des collisions Au+Au centrales alors qu'un pic subsiste dans le cas des collisions périphériques [Adam 03b].

Cette observation est due aux effets de l'état final, les partons interagissant avec le milieu dense. Dans cet environnement, leurs produits de fragmentation (les hadrons) proviendraient essentiellement des partons diffusant "vers l'extérieur", vers la surface de la zone de collision. Les partons diffusant vers l'intérieur de la matière dense, en revanche, la traversent sur une grande distance et y perdent énormément d'énergie, conduisant à une suppression de la production de hadrons de hauts p_T. Cela se traduit par l'absence de la corrélation des hadrons de haut p_T autour de $\Delta\Phi \sim \pi$.

2.2 Les signatures à venir

2.2.1 Les photons thermiques

Un certain nombre de signes semblent montrer que la thermalisation complète du système formé au RHIC n'est pas atteinte. Nous discuterons brièvement de ces points dans la conclusion de ce travail de thèse. L'accent doit être mis sur l'étude du degré de thermalisation du système en poursuivant les analyses en cours sur le flot elliptique avec plus de statistique mais aussi sur plus d'échantillons de particules. L'idéal pour sonder la thermalisation du système est d'utiliser des sondes dites **directes** du cœur de la matière créée au RHIC. Des signatures électromagnétiques ont été proposées pour sonder les premiers instants de la collision car elles interagissent très faiblement avec les matières partonique et hadronique créées et s'échappent en emportant avec elles une information "pure" des premiers instants. La mesure directe des photons thermiques a longtemps été considérée comme la solution la mieux adaptée pour sonder la thermalisation de la matière. Il était/est attendu, en effet, que du fait de l'excès de gluons dans un PQG, une augmentation nette de la production de photons par des processus d'annihilation de quarks ou de gluons et par diffusion Compton des gluons, devrait/doit être observée. Ces photons thermiques créés dans un milieu de plasma extrêmement chaud s'échapperaient du cœur de la réaction selon des distributions en impulsion transverse enrichies dans le domaine des grandes impulsions [Wong 94].

Des travaux importants sur le sujets ont été entrepris par la collaboration NA38 et sont activement aujourd'hui réalisés par la collaboration PHENIX. Cependant, une telle mesure aujourd'hui relève davantage du rêve que de la réalité car tout phénomène physique lors de la réaction est source de photons. Cela conduit à un bruit de fond phénoménal et inépuisable qui est extrêmement difficile à contrôler faisant de la mesure des photons directs une tâche aujourd'hui quasi impossible. PHENIX est activement impliqué dans cette recherche difficile. Cependant, des alternatives à ces signatures sont recherchées pour faire la preuve d'une éventuelle thermalisation du système.

Si cette signature par les photons direct constituait une signature non ambiguë du plasma, il s'avère qu'aujourd'hui cette signature est remise en cause et ne s'apparenterait plus à une signature non ambigue du plasma [Reyg 05].

2.2.2 Production du J/Ψ et de Ψ'

Le charme, très massif, est créé aux premiers instants de la collision par des processus durs et précède a priori la formation d'un PQG. Les premiers instants de la collision sont propices à la formation par exemple de quarkonia, définis comme des états liés $c\bar{c}$. Ces paires $c\bar{c}$, une fois créées, sont ensuite susceptibles de rencontrer l'état de PQG si les conditions requises à sa formation sont remplies.

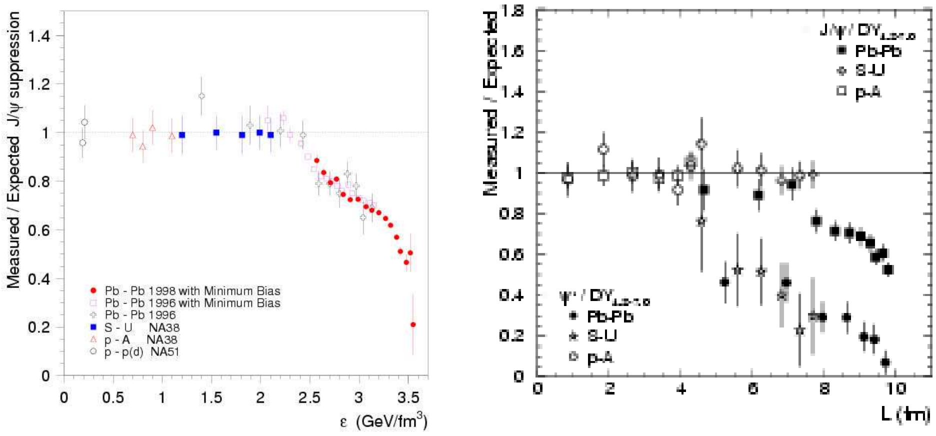


Figure 2.8 – Gauche : production de J/Ψ (par rapport à la production de paires Drell-Yan) normalisée par la production attendue si la seule source de suppression du J/Ψ était l'absorption nucléaire en fonction de la densité d'énergie dans différentes collisions p+A et A+B (collaboration NA50). Une suppression anormale est observée. Droite : même mesure incluant en plus les mesure récentes de la production de Ψ'.

Matsui et Satz ont prédit en 1986 que ces paires $c\bar{c}$ devraient être nettement supprimées dans le cas de la formation d'un plasma en laboratoire [MaSa 86]. Comme l'étrangeté, c'est une des signatures les plus anciennes du plasma. La suppression des paires $c\bar{c}$ dans un plasma serait due à un effet d'écrantage de couleur dans le milieu "interdisant" la formation des états liés (cf. chapitre 1) : *"The basic mechanism for deconfinement in dense matter is the Debye screening of the quark colour charge [Satz 84]. When the radius r_D becomes less than the binding radius r_H of the quark system, i. e., less than the hadron radius, the confining force can no longer hold the quarks together and hence deconfinement set in. We shall investigate here the effect of such a deconfining medium on the binding of c and $\bar{c}$ quarks into J/Ψ mesons" [MaSa 86].* Cela conduirait progressivement à la dissociation des paires $c\bar{c}$ si ces dernières rencontraient un plasma. Ce phénomène de suppression est qualifié "d'anormale" par rapport à la suppression des quarkonia par absorption nucléaire.

Les collaborations NA38 et NA50 ont abondamment étudié la production de J/Ψ et de Ψ' au SPS pour différentes tailles de système (de p+p à Pb+Pb). Cette systématique selon la taille du système les a conduites à un des résultats les plus marquants de la physique des ions lourds. La collaboration NA50 a observé une suppression "anormale"[2] de la production des J/Ψ dans les collisions Pb+Pb les plus centrales à $\sqrt{s_{NN}}$ = 17.3 GeV par rapport à la production de paires Drell-Yan mettant en jeu les processus $q\bar{q} \rightarrow l^+l^-$ (non affectée par la présence d'un plasma) [Abre 00]. Ce résultat est présenté sur la figure 2.8 de gauche où le degré de centralité est donné par la densité d'énergie du système. Sur la figure de droite, les résultats récents de la mesure de Ψ' [Sitt 04] montre une suppression encore plus marquée que celle du J/Ψ comme cela était attendu. Les résultats sont présentés ici en fonction du parcours moyen L des paires $c\bar{c}$ dans la matière nucléaire traduisant également le degré

[2] Le terme d'"anormal" est employé ici par opposition à la suppression "normale" que devrait donner l'absorption nucléaire. La suppression observée par la collaboration NA50 ne peut pas être expliquée par de simples effets nucléaires [Sitt 04]

de centralité de la collision.

Même si les interprétations de ces résultats sont aujourd'hui remises en question [CFK 00, CKS 02], il n'en demeure pas moins que l'étude des quarkonia est primordiale. Et cela, d'autant plus que les prédictions théoriques se contredisent quant à une éventuelle suppression ou régénération des paires $c\bar{c}$ aux énergies du RHIC. Certains théoriciens de Los Alamos préconisent une régénération des paires $c\bar{c}$ dans le plasma et cette dernière serait également la preuve de son existence [TSR 01, Andr 03]. Les résultats à haute luminosité que présentera la collaboration PHENIX sur le sujet lors du prochain Quark Matter 2005 à Budapest sont très attendus. L'expérience ALICE au LHC devrait permettre de trancher définitivement sur cette question. Cependant avec quelques 120 paires $c\bar{c}$ attendues dans les collisions centrales au LHC (au moins un ordre de grandeur de plus qu'au RHIC), on peut penser que la régénération sera dominante.

2.2.3 "Charme ouvert" et "beauté ouverte"

2.2.3.1 Les bienfaits du charme

La production de charme aux premiers instants de la collision devrait être dominée par la fusion gluonique et être très sensible à la densité de gluons présents dans l'état initial. Une suppression importante des paires $c\bar{c}$ dans un PQG devrait s'accompagner de la ré-association des quarks charmés libres dans le milieu partonique avec d'autres quarks du PQG. Ces processus de recombinaison contribuent de façon minime à ce que l'on appelle la production de charme ouvert. Une production massive en revanche est attendue par fragmentation des produits des processus durs initiaux. Le nombre assez important de mésons charmés au RHIC présente un intérêt particulier pour tester, par exemple, le degré de thermalisation du système dans le cas où ces derniers présenteraient un flot elliptique important. Il est également intéressant de mesurer une éventuelle perte d'énergie des quarks charmés dans la matière nucléaire dense et chaude. La physique des quarks charmés beaucoup plus lourds que les quarks étranges devrait a priori être différente de celle des quarks u, d voire s. Des études récentes ont montré que la perte d'énergie des saveurs lourdes pourrait apporter une nouvelle compréhension des mécanismes de perte d'énergie de partons par radiation de gluons [DoGy 03, DoKa 03, ASW 03, ZWW 03]. Apparemment, la perte d'énergie induite par radiation de gluons est réduite assez fortement pour les saveurs lourdes par rapport aux quarks légers quand l'impulsion échangée Q ou l'énergie initiale q_i de quarks est petite par rapport à la masse des quarks. Seulement dans le cas où $M<<Q$ ou q_i, l'effet de masse est négligeable et les quarks lourds perdent autant d'énergie que les quarks plus légers. La physique des quarks lourds aux plus hautes énergies du RHIC est étudiée au travers du charme en raison des très faibles taux de production attendus de la beauté. Plusieurs techniques sont utilisables et utilisées pour étudier la production directe ou indirecte de charme. PHENIX utilise actuellement une technique indirecte en estimant la production de mésons D par la mesure du spectre des électrons issus de ses désintégrations semi-leptoniques [Adco 02a]. Des spectres d'électrons non photoniques préliminaires pour les collisions p+p, d+Au et Au+Au ont été proposés dans [Kell 04]. Dans chacun de ces trois systèmes, les taux de production du charme semblent évoluer proportionnellement au nombre de collisions binaires (figure 2.9) sans toutefois exclure complètement une faible suppression. Les données sont également cohérentes avec une faible suppression à haut

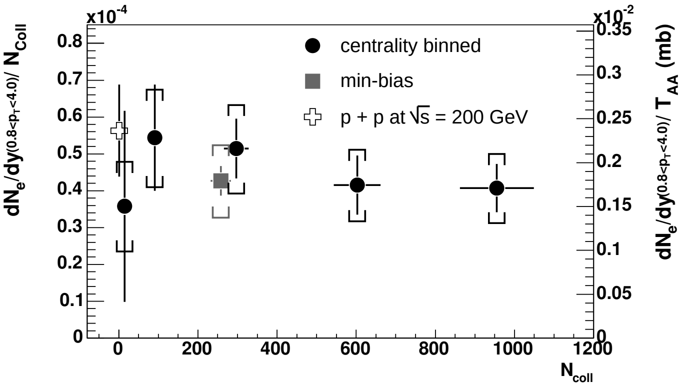


Figure 2.9 – Évolution des taux de production des électrons non-photoniques ($0.8 < p_T < 4.0$ GeV/c) normalisés par le nombre de collisions binaires mesurée par la collaboration PHENIX. Leur production est dominée par la désintégration des particules charmées dans les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}}$ = 200 GeV.

p_T.

Ces résultats ont pu être comparés aux mesures plus directes de la collaboration STAR des mésons D par leur désintégration en hadrons dans le cas des collisions d+Au. Le spectre obtenu à partir de la reconstruction de plusieurs canaux hadroniques [Tai 04] est présenté sur la figure 2.10 à gauche. Ce spectre est en accord avec le spectre obtenu par STAR des mésons D par une technique analogue à celle employée par PHENIX (électrons non photoniques). Les résultats en Au+Au sont très attendus pour étudier la production de charme ouvert et surtout les effets de la perte d'énergie des quarks lourds.

Sur la figure 2.10 (droite), nous présentons une mesure très préliminaire du flot des produits de désintégration (e^+,e^-) des mésons D dans les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV. À défaut de pouvoir les mesurer avec une statistique suffisante[3], les deux expériences ont tenté de mesurer le flot elliptique des électrons de désintégration. Comme le montre la figure, l'accord entre les deux expériences est fort encourageant. Ces mesures de flot elliptique seront très intéressantes pour tester la thermalisation du système. Les premiers résultats de STAR et PHENIX semblent montrer que le charme a un flot qui lui est propre (trait plein sur la figure 2.10) et qu'il n'est pas seulement entraîné par les particules plus légères qui l'entourent dans le milieu (trait pointillé). Les mesures du flot elliptique, tout comme celles du facteur de modification nucléaire du charme seront également d'un grand intérêt pour tester les modèles de recombinaison de partons préconisant que l'effet de recombinaison devrait être favorisé pour la formation de mésons D (par exemple) par rapport à la formation de hadrons constitués de quarks plus légers [JaWa 04].

2.2.3.2 *Les attraits de la beauté*

L'implémentation d'un détecteur de vertex au silicium au dispositif actuel de PHENIX associé aux deux spectromètres à muons, tout comme un dispositif équivalent qui fera partie du détecteur ALICE, devrait permettre l'étude massive de la beauté au RHIC mais

[3]Il faudra attendre pour cela des améliorations des détecteurs STAR et PHENIX travaillant activement actuellement sur l'insertion de détecteurs de vertex proches du faisceau.

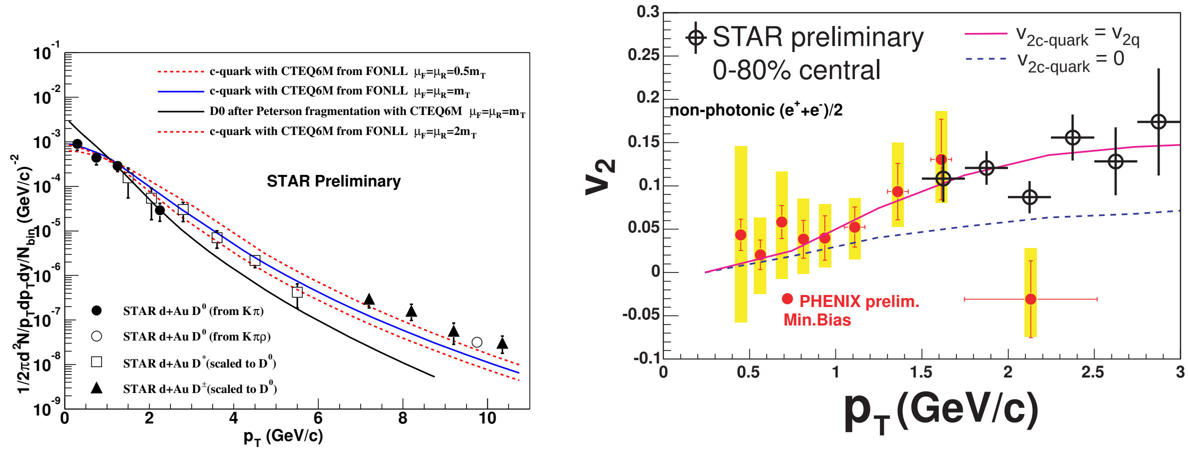


Figure 2.10 – Gauche : mesure préliminaire par la collaboration STAR du spectre en impulsion transverse des mésons D dans les collisions d+Au normalisé au nombre de collisions binaires.La forme du spectre est comparée à des calculs de pQCD. Droite : mesure préliminaire de v_2 des électrons non-photoniques en fonction de p_T par les collaborations PHENIX et STAR. Les données sont comparées au modèle de coalescence de quarks de V. Greco *et al.* [GKR 04]

surtout au LHC. Les points physiques précédemment cités pour le charme devront être étudiés avec encore plus d'intérêt au LHC sur la beauté. La mesure des résonances du Υ (Υ',Υ") permettra de tester des effets de la régénération des paires $b\bar{b}$ dans le milieu.

2.3 L'étrange cas de l'étrangeté

Nous avons choisi de terminer ce chapitre en nous concentrant sur l'étrangeté puisqu'il s'agit de la motivation de ce travail de thèse. La signature du plasma de quarks et de gluons par la mesure de l'augmentation de la production de l'étrangeté a été proposée en 1982 par J. Rafelski et B. Müller [RaMu 82]. Une revue est proposée dans [ScBi 04]. Cette signature a longtemps été considérée comme une des plus importantes preuves d'une transition de phase vers un plasma. Dans ce travail de thèse, nous tenterons d'exploiter au mieux la physique de l'étrangeté. Cela nous permettra de dresser un bilan de la pertinence actuelle de cette signature du PQG.

Dans les années 1950, l'étrangeté était encore très mal connue. Le qualificatif "étrange" avait été donné à toutes ces particules kaons, hypérons voisins du proton *etc.* "Étrange" car ces particules semblaient être facilement produites dès lors que l'énergie disponible lors des chocs en laboratoire était suffisante pour permettre leur formation. Les forces mises en jeu étaient du même type que les forces nucléaires et ces particules se formaient très vite. En revanche, leur désintégration n'était pas immédiate. Pourquoi ne donnaient-elles pas quasiment instantanément (10^{-23} s) un proton et un pion ? Elles avaient pourtant une énergie de masse suffisante pour le permettre. Elles prenaient en fait beaucoup plus de temps (10^{-10} à 10^{-8} s) voire subissaient des double ou triple désintégrations.

La physique des hautes énergies, à cheval entre la physique des particules et la physique nucléaire, s'est donc intensément investie pour comprendre la nature de ces particules, leurs mécanismes de production et de désintégration et cette recherche se poursuit encore aujourd'hui en toile de fond à la recherche du plasma de quarks et de gluons.

L'avancée qui a été faite pour comprendre la physique de l'étrangeté est due à M. Gell-Mann et K. Nishijima qui, indépendamment, ont proposé d'introduire un nouveau nombre quantique : celui de l'étrangeté s. Cette découverte a donné lieu à une publication dans Physical Review le 1er novembre 1953 intitulée : "*Isotopic Spin and the New Unstable Particles*". Cependant, M. Gell-Mann précisera plus tard "*...my title... was : Isotopic Spin and Curious Particles. Physical Review rejected "Curious Particles". I tried "Strange Particles" and they rejected that too. They insisted on: "New Unstable Particles". That was the only phrase sufficiently pompous for the editors of the Physical Review [...]*". Désormais, l'étrangeté était née. Ce n'est qu'en 1955 qu'il emploiera officiellement le terme d'étrangeté pour parler de ces "particules instables".

L'étrangeté est caractérisée par un nombre entier, positif, négatif ou nul et elle doit être conservée par les interactions nucléaires (interactions fortes). Les protons, les neutrons, pions... ne doivent pas être affectés ; en revanche, les particules étranges le sont. Cela signifie que, lors d'une collision par exemple, elles sont toujours créées par paires : un $\bar{\Lambda}$ et un K^- par exemple. Il faut que la quantité globale d'étrangeté au même titre que la charge totale soit conservée au cours de la réaction. **Notre travail de thèse exploite cette propriété de conservation** ainsi que son augmentation comme énoncée ci-dessous.

2.3.1 Production d'étrangeté dans un plasma

Deux arguments plaident en faveur de l'augmentation de la production de paires $s\bar{s}$ dans le cas de la formation d'un état de plasma où les quarks et gluons sont déconfinés. (1) Compte tenu de la restauration au moins partielle de la symétrie chirale qui devrait se produire quasi simultanément à la transition de phase vers un PQG à potentiel chimique baryonique proche de zéro, la masse des quarks s devrait diminuer de sorte que le seuil en énergie nécessaire à leur création devrait être beaucoup plus petit que le seuil de formation de hadrons étranges. (2) Le temps d'équilibration de l'étrangeté dans un plasma est beaucoup plus faible que dans un gaz de hadrons suggérant que sur la durée de vie du plasma, la densité de quarks étranges, au même titre que celle des quarks légers, est proche de sa valeur à l'équilibre.

2.3.1.1 Mécanismes de production et temps d'équilibration

(1) Le premier argument repose sur les **mécanismes de production des paires $s\bar{s}$** mis en jeu dans un plasma par rapport aux mécanismes de production de hadrons étranges dans un gaz de hadrons. Au premier ordre de la QCD perturbative, la production de paires $s\bar{s}$ peut se faire suivant les processus schématisés sur la figure 2.11 regroupant la **fusion gluonique** et l'**annihilation de paires $q\bar{q}$**.

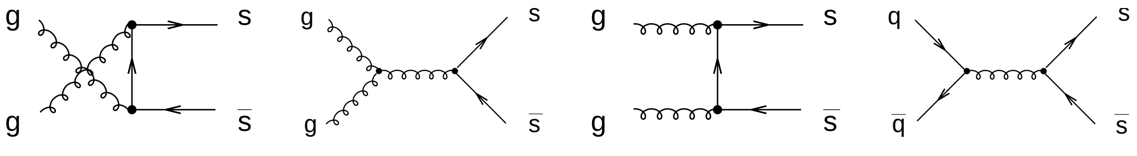


Figure 2.11 – Diagrammes de Feynman en QCD perturbative schématisant la production des quarks et antiquarks étranges dans un plasma de quarks et de gluons.

Ainsi, un excès de masse de quelques 200-300 MeV (deux fois la masse estimée des quarks étranges dans un état déconfiné [JLHM 75]) suffit pour former une paire $s\bar{s}$. Cette quantité est moindre que la quantité mise en jeu, par exemple, pour la formation d'un K (Q$\sim$700 MeV) ou d'un Λ (Q$\sim$ 670 MeV) par des processus hadroniques (cf. paragraphe suivant) favorisant ainsi la formation d'étrangeté dans un plasma par rapport à un gaz parfait de hadrons.

(2) Le deuxième argument repose sur l'estimation des taux de production des paires $s\bar{s}$ par les processus de la figure 2.11 en exploitant leur section efficace.

Les sections efficaces moyennes totales de ces processus ont été calculées par B. L. Combridge [Comb 79]. Pour une échelle en énergie type $s = (k_1+k_2)^2 = (3T)^2 \sim (0.6\ \text{GeV})^2$ dans un bain thermalisé de particules sans masse, avec k_i la quadri-impulsion des particules qui interagissent et $w(s) = (1\text{-}4M^2/s)^{1/2}$, la section efficace totale d'interaction $q+\bar{q}$ est donnée par la formule 2.3 :

$$\sigma_{q\bar{q}\to s\bar{s}} = \frac{8\pi\alpha_s^2}{27s}\left(1+\frac{2M^2}{s}\right)w(s) \tag{2.3}$$

conduisant à la valeur de $\sigma_{q\bar{q}\to s\bar{s}}$ = 0.25 mb pour $\alpha_s = 0.5$ et $M = m_s$ =100 MeV. La section efficace totale des processus $g+g\to s+\bar{s}$ est donnée par la formule 2.4 :

$$\sigma_{gg\to s\bar{s}} = \frac{2\pi\alpha_s^2}{3s}\left(\left(1+\frac{4M^2}{s}+\frac{M^2}{s^2}\right)\tanh^{-1}(w(s)) - \left(\frac{7}{8}+\frac{31}{8}\frac{M^2}{s}\right)w(s)\right) \tag{2.4}$$

et conduit à la valeur $\sigma_{gg\to s\bar{s}}$ = 0.6 mb. Le processus de fusion gluonique est dominant dans un plasma de quarks et de gluons.

Pour estimer ensuite le temps d'équilibration de l'étrangeté, le taux de production de cette dernière en fonction du temps et du volume du bain chaud mis en jeu a été déterminé. Il s'exprime suivant la formule 2.5 :

$$A = \frac{dN}{dt\ d^3x} = \frac{1}{2}\int_{4M^2}^{\infty} s\ ds\ \delta(s-(k_1+k_2)^2)$$
$$\times\int\frac{d^3k_1}{(2\pi)^3|k_1|}\int\frac{d^3k_2}{(2\pi)^3|k_2|}\{(2\times 8)^2 f_g(k_1)f_g(k_2)\sigma_{gg\to s\bar{s}}(s) + 2\times(2\times 3)^2 f_q(k_1)f_{\bar{q}}(k_2)\sigma_{q\bar{q}\to s\bar{s}}(s)\} \tag{2.5}$$

f_g et f_q sont les fonctions de distribution des quarks et gluons respectivement. Les facteurs numériques comptent les degrés de liberté de spin, de couleur et d'isospin. La durée de vie du plasma est estimée à environ 6 fm/c (2×10^{-23} s). Après cette courte durée, le système se refroidissant, la densité d'énergie décroît. Pendant la durée de vie du plasma, il a été possible de montrer que chaque quantum est susceptible de réinteragir plusieurs fois dans ce dernier, conduisant à des distributions statistiques de type Bose (Fermi) pour les gluons ou quarks. Ces distributions permettent d'estimer la densité baryonique ν qui doit être conservée et de simplifier l'équation 2.5 pour laquelle il a été montré que le terme relatif à l'interaction $q\bar{q}$ est négligeable devant la fusion gluonique.

Dans ces conditions, l'équation de production d'étrangeté peut être déterminée à partir de A et en considérant que les paires $s\bar{s}$ sont susceptibles de s'annihiler. Cette annihilation conduit à la diminution de leur concentration dans le milieu. En appelant $n_s(\infty)$, la densité de saturation de l'étrangeté pour un temps infini, l'équation différentielle traduisant l'**évolution de la densité d'étrangeté au cours du temps ($n_s(t)$)** est donnée par $dn_s/dt \simeq A\{1\text{-}(n_s(t)/n_s(\infty))^2\}$, conduisant à :

$$n_s(t) = n_s(\infty)\tanh\left(\frac{t}{\tau}\right),\quad \tau = \frac{n_s(\infty)}{A} \tag{2.6}$$

$n_s(t)$ augmente au cours du temps jusqu'à atteindre un état de saturation sur un temps caractéristique τ qui chute rapidement avec une température qui augmente.

L'évolution de la densité de quarks étranges relativement au nombre baryonique du plasma est représentée en fonction du temps sur la figure 2.12 pour différentes températures. On constate un début de saturation clair pour T>160 MeV. La concentration en étrangeté dans un plasma est repérable sur cette figure au temps 2×10^{-23}s. Cette dernière suggère que l'étrangeté devrait saturer dans un milieu déconfiné de quarks et de gluons excités. La conservation de l'étrangeté dans le milieu devrait ensuite provoquer une augmentation claire de la production des mésons et baryons étranges et multiétranges lors de la collision. Cette étude a conduit B. Müller et J. Rafelski à la conclusion suivante :

"We conclude that strangeness abundance saturates in sufficiently excited quark-gluon plasma (T>160 MeV et ϵ > 1 GeV/ fm^3), allowing us to utilize enhanced abundances of rare, strange hadrons ($\bar{\Lambda}$, $\bar{\Omega}$, etc.) as indicators for the formation of the plasma state in nuclear collisions".

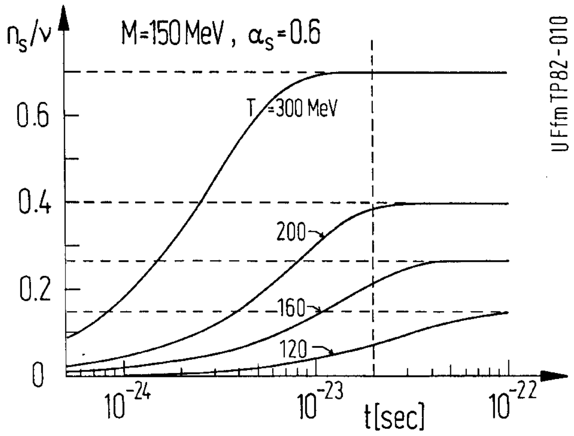


Figure 2.12 – Évolution en fonction du temps de l'abondance en quarks étranges par rapport au nombre baryonique dans un plasma pour différentes températures (M = 150 MeV et α_s = 0.6)

2.3.1.2 *Limitations*

La description qui vient d'être proposée pour expliquer la formation d'étrangeté dans un plasma de quarks et de gluons est simplifiée dans la mesure où elle suppose, dès le début, que l'état de plasma est équilibré. Bien évidemment, le plasma a également besoin de temps pour se former. De même, la température et ses effets dynamiques ne sont pas pris en compte dans cette prédiction. La QCD perturbative n'est pas rigoureusement applicable à température finie dans la mesure où, même à des températures de $4T_c$, des phénomènes non perturbatifs interviennent encore [Ande 00]. C'est également un problème pour l'étrangeté dont la masse est de l'ordre de grandeur de la constante caractéristique de QCD, Λ_c, ne permettant pas des développements perturbatifs rigoureux pour décrire sa production. De nombreux calculs ont été effectués et le sont encore aujourd'hui pour inclure des effets non perturbatifs à la production d'étrangeté. Il est clair que l'étrangeté est loin d'être théoriquement maîtrisée aujourd'hui et que sa physique reste un domaine d'étude largement ouvert et relativement compliqué.

2.3.2 Production d'étrangeté dans un gaz de hadrons

Dès lors que les quarks étranges sont créés dans un milieu de quarks déconfiné, la conservation de l'étrangeté ne peut qu'entraîner la production massive de hadrons (mésons/baryons) étranges lors de l'hadronisation du système. A priori, compte tenu de ce qui vient d'être énoncé, leur production devrait être nettement accrue par rapport à celle attendue dans un gaz de hadrons. Qu'en est-il ? Quels sont les processus qui entrent en jeu pour former des hypérons étranges et multiétranges dans un gaz de hadrons ? Quels en sont les seuils en énergie ? Quel est alors le temps d'équilibration de l'étrangeté ?

Les baryons présents dans un vide "plein", dans un milieu confiné de quarks et de gluons sont, en plus des nucléons (N), les hypérons Λ et $\Sigma^{0,\pm}$ avec un quark étrange, les $\Xi^{0,\pm}$ avec deux quarks étranges et les $\Omega^{\pm}$ avec trois quarks étranges. Les masses de chacun de ces baryons augmentent avec le contenu en quarks étranges de chacun d'eux. Les mésons stables dans un milieu équivalent regroupent les $\pi^{0,\pm}$ et les $K^{0,\pm}$ contenant un quark étrange. En plus de ces états stables, des centaines de résonances de masse inférieure à 2 GeV apparaissent également dans le milieu.

2.3.2.1 Mécanismes de production et temps d'équilibration

La production de particules étranges dans un gaz de hadrons a été étudiée par P. Koch, B. Müller et J. Rafelski en 1986 [KMR 86]. La production des baryons multiétranges (Ξ^-, $\bar{\Xi}^+$, Ω^-et $\bar{\Omega}^+$) s'est avérée considérablement diminuée dans un gaz de hadrons par rapport à la production attendue dans un plasma. Il y a deux raisons à cela. (1) Non seulement les seuils en énergies des processus hadroniques susceptibles de former des hadrons étranges sont relativement élevés, mais de plus, (2) les temps d'équilibration de ces productions sont relativement longs par rapport à la durée d'une collision d'ions lourds.

(1) Les processus de base entrant en jeu pour la formation des hadrons étranges sont listés ci dessous :

$$\pi + \pi \rightarrow \mathrm{K} + \bar{\mathrm{K}} \quad (\mathrm{Q} = 2\mathrm{m_K} - 2\mathrm{m}_\pi \simeq 710 \text{ MeV}) \tag{2.7}$$
$$\mathrm{N} + \mathrm{N} \rightarrow \mathrm{N} + \Lambda + \mathrm{K} \quad (\mathrm{Q} = \mathrm{m}_\Lambda + \mathrm{m_K} - \mathrm{m_N} \simeq 670 \text{ MeV}) \tag{2.8}$$
$$\mathrm{N} + \mathrm{N} + \mathrm{N} \rightarrow \mathrm{N} + \mathrm{N} + \Lambda + \bar{\Lambda} \quad (\mathrm{Q} = 2\mathrm{m}_\Lambda - \mathrm{m_N} \simeq 2200 \text{ MeV}) \tag{2.9}$$
$$\pi + \mathrm{N} \rightarrow \mathrm{K} + \Lambda \quad (\mathrm{Q} = \mathrm{m}_\Lambda + \mathrm{m_K} - \mathrm{m}_\pi - \mathrm{m_N} \simeq 530 \text{ MeV}) \tag{2.10}$$

Les seuils de ces réactions sont nettement supérieurs au seuil d'environ 200 MeV pour la formation de paires $s\bar{s}$ dans un plasma. Ces réactions "simples" ne permettent que la formation des mésons et baryons simplement étranges. Il faut considérer que la formation d'un Ξ par exemple va réclamer une réaction supplémentaire entre un Λ formé par les réactions énoncées ci-dessus et un pion du milieu. Cette nouvelle réaction a, elle-même, un seuil en énergie de 560 MeV. À supposer qu'un Ξ soit créé par ces deux réactions en chaîne, une nouvelle réaction du Ξ créé peut avoir lieu et entraîner finalement la formation d'un Ω (réactions 2.11 et 2.12).

$$\pi + \Lambda \rightarrow \mathrm{K} + \Xi \quad (\mathrm{Q} = \mathrm{m_K} + \mathrm{m}_\Xi - \mathrm{m}_\pi - \mathrm{m}_\Lambda \simeq 560 \text{ MeV}) \tag{2.11}$$
$$\pi + \Xi \rightarrow \mathrm{K} + \Omega \quad (\mathrm{Q} = \mathrm{m_K} + \mathrm{m}_\Omega - \mathrm{m}_\pi - \mathrm{m}_\Xi \simeq 710 \text{ MeV}) \tag{2.12}$$

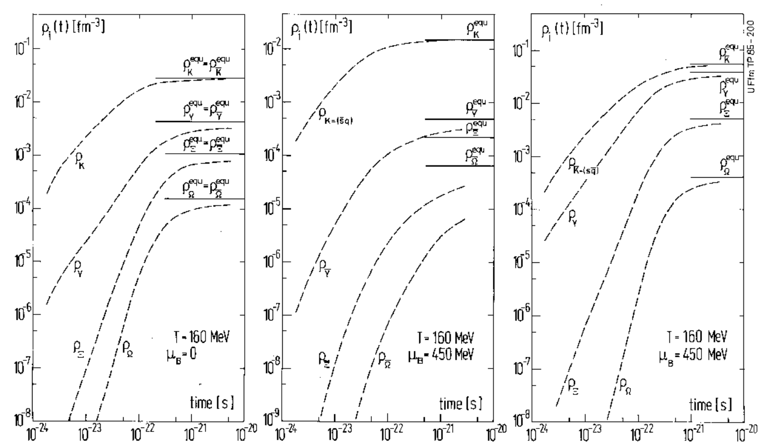


Figure 2.13 – Évolution en fonction du temps de la densité de hadrons étranges dans un gaz de hadrons. Les lignes horizontales représentent les valeurs des densités attendues à l'équilibre.

Ces **réactions en chaîne** montrent clairement que la production d'étrangeté dans un gaz de hadrons n'est pas favorisée et elle l'est d'autant moins que la particule est étrange ou qu'elle contient de l'antimatière.

(2) Les temps d'équilibration des réactions énoncées ci-dessus ont été estimés par P. Koch, B. Müller et J. Rafelski en 1986 [KMR 86]. Les résultats sont représentés sur la figure 2.13. La densité attendue en fonction du temps des différents hadrons étranges est donnée pour une température de T = 160 MeV et pour trois valeurs du potentiel chimique baryonique. Les lignes horizontales donnent les valeurs des densités à l'équilibre. Environ 10^{-22} s soit environ **30 fm/c** sont nécessaires pour que l'équilibre chimique soit atteint. **Ce temps est largement supérieur à la durée de vie du plasma.**

2.3.2.2 Des modèles hadroniques en compétition avec le PQG

- Les résonances : contributions à ne pas négliger.

Les résonances, aujourd'hui, sont de plus en plus considérées et incluses dans les modèles théoriques. Abondamment présentes dans les collisions d'ions lourds, il semblerait qu'elles aient un rôle décisif dans la production hadronique. Leurs contributions à la production de hadrons doivent être estimées pour le mieux. En particulier, J. Schaffner-Bielich, nous invite à nous interroger sur le rôle des résonances $\Delta(1232)$ ainsi que de ρ sur la production des hadrons étranges [ScBi 04]. Ces résonances devraient entraîner la production de K et de Λ suivant les réactions :

$$\mathrm{N} + \Delta \rightarrow \mathrm{N} + \Lambda + \mathrm{K} \quad (\mathrm{Q} = \mathrm{m}_\Lambda + \mathrm{m}_\mathrm{K} - \mathrm{m}_\Delta \simeq 380\,\mathrm{MeV}) \tag{2.13}$$

$$\pi + \Delta \rightarrow \Lambda + \mathrm{K} \quad (\mathrm{Q} = \mathrm{m}_\Lambda + \mathrm{m}_\mathrm{K} - \mathrm{m}_\Delta - \mathrm{m}_\pi \simeq 240\,\mathrm{MeV}) \tag{2.14}$$

La valeur de Q devenant comparable à celle dans un plasma de quarks et de gluons, voire même plus petit ou négative ! Les réactions sont listées ci-dessous.

$$\Delta + \Delta \rightarrow \mathrm{N} + \Lambda + \mathrm{K} \quad (\mathrm{Q} = \mathrm{m}_\Lambda + \mathrm{m}_\mathrm{K} + \mathrm{m}_\mathrm{N} - 2\mathrm{m}_\Delta \simeq 90\ \mathrm{MeV}) \tag{2.15}$$

$$\pi + \rho \rightarrow \mathrm{K} + \bar{\mathrm{K}} \quad (\mathrm{Q} = 2\mathrm{m}_\mathrm{K} - \mathrm{m}_\rho - \mathrm{m}_\pi \simeq 80\ \mathrm{MeV}) \tag{2.16}$$

$$\rho + \mathrm{N} \rightarrow \mathrm{K} + \Lambda \quad (\mathrm{Q} = \mathrm{m}_\Lambda + \mathrm{m}_\mathrm{K} - \mathrm{m}_\rho - \mathrm{m}_\pi \simeq -100\ \mathrm{MeV}) \tag{2.17}$$

Ces réactions devraient conduire à une production très importante de hadrons étranges dans un gaz de hadrons. Cependant, leur abondance n'est peut-être pas suffisante pour atteindre les taux obtenus dans un PQG. Ces contributions restent à être estimées.

• Les réactions "multi-body" :

Nous ne faisons qu'évoquer ici ce type de réactions proposées entre autres par C. Greiner pour expliquer la production massive d'hypérons antiétranges par des processus physiques hadroniques sans exclure la production temporaire d'un PQG. Dans son modèle, il préconise la formation d'antihypérons multiétranges par exemple à partir de réactions faisant intervenir plusieurs mésons simultanément : *"I will now support on our recent idea of rapid antihyperon production by multi-mesonic reactions [...]. This idea does rest on the view that before chemical freeze-out already a hadronic system has been established"* [GrLe 00]. Il se fonde, pour cela, sur le fait que l'annihilation des antihypérons sur des baryons doit avoir une section efficace très élevée au même titre que p+p favorisant ainsi des réactions du type : 3π+2K$\rightarrow$ $\bar{\Xi}$+N. Par ce type de réactions, il pense pouvoir expliquer les taux élevés des antihypérons étranges mesurés issus uniquement de processus hadroniques. Cette hypothèse reste toutefois à quantifier. De plus, ce modèle ne préconise qu'une surproduction d'antibaryons et pas celle des baryons. C'est certainement une limitation du modèle dans la mesure où les données expérimentales montrent clairement un comportement quasi similaire entre les particules et les antiparticules...ce qui n'est pas le cas dans le cadre de ce modèle.

• Le *Dual Parton Model*

Nous faisons référence ici à un autre modèle hadronique qui tente d'expliquer les surproductions de baryons multiétranges observés dans le cadre de collisions Au+Au par rapport aux plus petits systèmes de type p+p par des processus hadroniques uniquement. L'idée principale de se modèle repose sur deux grandes étapes pour la formation de particule. L'état initial est décrit par un modèle de cordes favorisant la production de hadrons et déterminant ainsi les densités initiales hadroniques par brisure de cordes. Dans l'état final, la production de baryons étrange et multiétranges est nettement favorisée par les processus répertoriés dans les équations 2.18. Ces équations sont nettement favorisées dans le sens gauche $\rightarrow$ droite du fait de la très forte densité de particules créées par brisure de cordes dans l'état initial.

$$\pi + N \rightarrow K + \Lambda\,;\ \pi + \Lambda \rightarrow K + \Xi\,;\ \pi + \Xi \rightarrow K + \Omega \tag{2.18}$$

2.3.3 Pourquoi les baryons multiétranges sont-ils intéressants ?

L'étude de la production des baryons multiétranges est intéressante, entre autres, sur deux aspects. Nous verrons par la suite que ces particules permettent d'étudier un vaste domaine de la physique actuellement réalisée au RHIC.

- Tout d'abord, en ce qui concerne la chimie des collisions et les taux de production des baryons multiétranges, comme cela vient d'être discuté, si le système est passé par un état de plasma (collisions Au+Au au moins centrales), on devrait observer une augmentation nette de la production de baryons simplement, doublement et triplement étranges par rapport à un système qui n'est pas passé par un état de PQG (collisions p+p ou d+Au). De plus, l'augmentation observée devrait être d'autant plus marquée que la particule est étrange et qu'elle contient de l'antimatière. Cette étude d'augmentation d'étrangeté a été réalisée au SPS. Nous en discutons dans le chapitre 7 en comparant les résultats du SPS à nos résultats pour les Ξ au RHIC.

- En ce qui concerne la dynamique du système, il a été suggéré que les baryons multiétranges devraient avoir une section efficace d'interaction faible avec leur environnement, de telle sorte que ce dernier leur serait presque transparent. M. Bleicher l'explique de la façon suivante en fondant ses arguments sur les sections efficaces des réactions [Blei 05] :

$$(1)\ \pi + \Lambda \rightarrow \Xi \text{ (Interaction faible);} \tag{2.19}$$

$$(2)\ \pi + \Lambda \rightarrow \bar{K} + \Xi \text{ (Seuil en énergie : 1820 MeV);} \tag{2.20}$$

$$(3)\ \pi + \Xi \rightarrow \Xi^*(1530) \text{ (Seuil en énergie : 1530 MeV)} \tag{2.21}$$

La réaction (1) ne se produit pas car il s'agit d'un processus de désintégration faible. La section efficace de la réaction (2) est petite à une température en dessous de 170 MeV car l'énergie moyenne de la collision $\Lambda + \pi$ est inférieure à 1530 MeV. Enfin, la section efficace de la réaction (3) devrait être assez large, cependant la largeur de la résonance $\Xi^*(1530)$ devrait être étalée ($\Gamma \sim 9$ MeV) conduisant à une section efficace très piquée. Le processus (3) serait donc peu probable.

Les modèles de type "*Additive Quark Models*" [Levi 65, Goul 83] plaident également en faveur d'une section efficace $\sigma_{\Xi\pi}$ plus faible qu'une section efficace $\sigma_{\pi N}$ par exemple en se fondant essentiellement sur des mesures expérimentales des sections efficaces π-N par exemple, p-N conduisant (en une description des section efficace comme un simple agencement de quarks) à une section efficace de type $\sigma_{qN} \sim 10$ mb. La mesure de σ_{KN} donnant une valeur de 15 mb, ces modèles supposent une section efficace pour les quarks étranges $\sigma_{sN} \sim 5$ mb, soit deux fois plus faible que celle des quarks plus légers. D'autres modèles préconisent cependant une réduction seulement de 20 % des sections efficaces lorsqu'un quark étrange est introduit dans le système.

Nous allons exploiter cette propriété supposée pour sonder les premiers instants de la collision par l'intermédiaire des baryons doublement étranges au RHIC. Ce point sera développé dans le chapitre 8.

CHAPITRE 3

Collisions d'ions lourds et dispositif expérimental

Le Bulbul à oreillons bruns
Hypsipetes amaurotis

Les plus grosses expériences menées à ce jour sur les collisions d'ions lourds ultra-relativistes se déroulent au RHIC[1] situé sur le site du BNL[2], à Long Island, à l'est de Manhattan. Le programme physique du BNL est essentiellement centré sur le RHIC qui a été mis en fonctionnement en 1998. Ce dernier a été le premier collisionneur qui a permis à la fois des collisions d'ions lourds, de protons polarisés mais également des collisions mixtes ion lourd / proton ou deutéron. C'est la complémentarité des quatre expériences utilisant les faisceaux du RHIC, STAR, PHENIX, BRAHMS et PHOBOS[3] [wwwExp] qui fait la particularité de ce site dédié à la recherche de l'état de matière déconfinée (que nous avons présenté dans les chapitres précédents).
Notre propos dans ce chapitre est avant tout de présenter les outils expérimentaux dont nous avons disposé pour mener à bien notre analyse. Il ne s'agira pas ici de dresser un inventaire détaillé des différents détecteurs constituant le dispositif STAR mais davantage de présenter ceux dont nous avons fait usage que ce soit pour la sélection des événements que pour l'identification des particules et la reconstruction des traces. Le RHIC et le dispositif STAR seront présentés dans les parties 3.2 et 3.3, mais tout d'abord, nous présentons les collisions d'ions lourds.

[1]Relativistic Heavy Ion Collider
[2]Brookhaven National Laboratory
[3]Nous revenons sur la signification de ces acronymes au paragraphe 3.2.3.2

3.1 Les collisions d'ions lourds ultra-relativistes

Les collisions d'ions lourds sont le seul outil dont on dispose actuellement pour recréer l'état de la matière déconfinée qui aurait existé quelques 10^{-5} s après le big-bang [Sche 68, Chap 73, Bjor 83b, GrSt 85, Rose 02]. Faire collisionner des noyaux lourds à des énergies relativistes n'a qu'un seul but : rassembler suffisamment d'énergie et de densité de matière en un espace restreint du laboratoire pour créer les conditions pré-requises à la formation d'un plasma. Dans les collisions d'ions lourds, l'énergie cinétique initiale constitue le plus gros réservoir d'énergie. Les collisions inélastiques entre nucléons du système se partagent cette énergie sous forme thermique et compressionnelle pour former de la matière. Quelques centaines à quelques milliers de particules naissent de ces interactions. Elles acquièrent alors des caractéristiques cinématiques propres puis s'échappent dans les détecteurs. La mesure de ces particules est à la base de notre étude.

3.1.1 De l'AGS au RHIC...

Les premières grandes expériences sur les ions lourds (^{197}Au, ^{208}Pb) ont débuté aux États-Unis (BNL) sur l'AGS[4] (1992) et en Europe (CERN) au SPS[5] (1994). Ces synchrotrons accéléraient des noyaux lourds sur des cibles fixes avec pour objectif la recherche du PQG. Le programme du CERN globalisait, à la fin des années 90, sept expériences indépendantes d'un point de vue instrumental et de la physique étudiée. Il a été difficile au début de trouver une cohérence "parfaite" entre les diverses expériences, néanmoins, ils ont conduit le CERN à une déclaration officielle titrée : "*un nouvel état de la matière créée au CERN*" [CERN 00]. Même si certains physiciens étaient sceptiques alors, les résultats récents avec l'évolution de la physique des ions lourds nous encouragent fortement à considérer la déclaration qui avait été faite suggérant la mise en évidence des premiers signes d'un nouvel état de la matière. Depuis lors, que ce soit d'un point de vue aussi bien théorique qu'expérimental, la définition même du plasma et les outils expérimentaux ont beaucoup évolué.

Ces expériences très encourageantes ont donné lieu à l'avènement d'une nouvelle génération de machines : les collisionneurs et leurs expériences associées. Désormais, la cible n'est plus fixe, deux noyaux (lourds) sont accélérés en sens contraires et c'est le résultat de leur collision qui est étudié. Deux avantages sont ainsi exploités :

• l'énergie dans le centre de masse par paire de nucléons est nettement accrue,

• le centre de masse de la réaction est quasiment fixe lors de la collision. Les particules émises après la collision sont diffusées dans toutes les directions autour du point d'impact et non plus, comme dans le cas des collisions sur cible fixe, dans un cône privilégié qui rend leur détection plus difficile. Un résumé des caractéristiques des expériences de collision d'ions lourds exploitées depuis 1986 est présenté dans la table 3.1. Dans le cas de RHIC, seules les premières années sont répertoriées.

	AGS	AGS	SPS	SPS	SPS	RHIC	RHIC	LHC
Année de départ	1986	1992	1986	1994	1999	2000	2001	2008
A_{max}	^{28}Si	^{197}Au	^{16}O,^{32}S	^{208}Pb	^{208}Pb	^{197}Au	^{197}Au	^{208}Pb
E_P^{max} (AGeV)	14.6	11	200	158	40	0.91e4	2.1e4	1.9e7
$\sqrt{s_{NN}}$ (GeV)	5.4	4.7	19.2	17.2	8.75	130	200	5500
$\sqrt{s_{AA}}$ (GeV)	151	934	614	3.6e3	1.8e3	2.6e4	4e4	1.2e6
$\Delta y/2$	1.72	1.58	2.96	2.91	2.22	4.94	5.37	8.77
T (MeV)	150		190			230		260
ϵ **(GeV/fm^3)**	0.8		2.5			4-5		15-40

Table 3.1 – Caractéristiques générales des collisions d'ions lourds passées, présentes et futures.

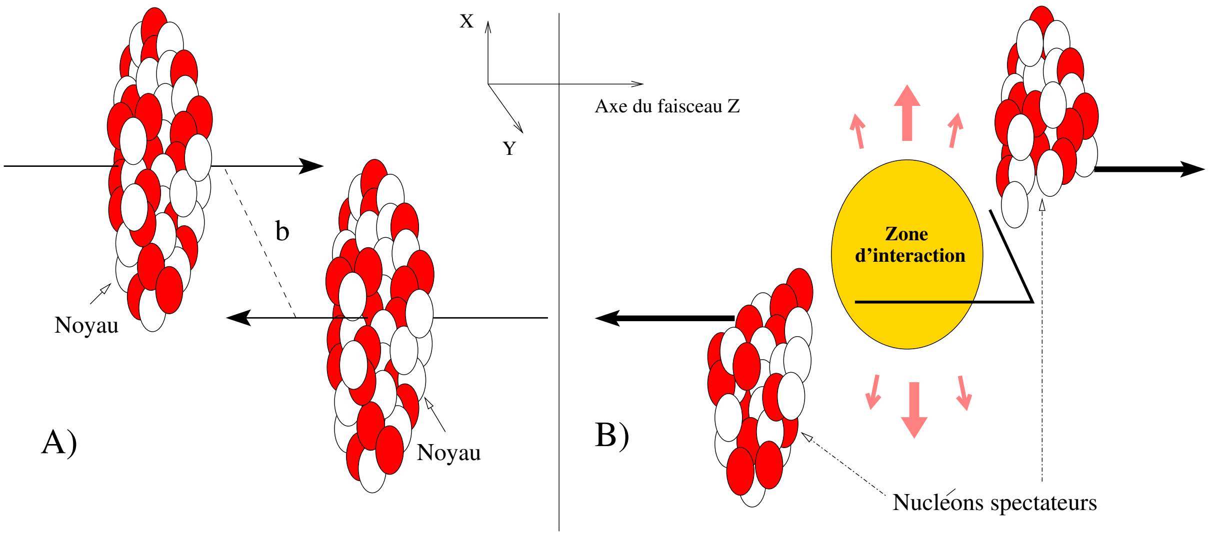


Figure 3.1 – Représentation schématique d'une réaction d'ions lourds ultra-relativistes, (A) avant et (B) après collision.

3.1.1.1 Géométrie de la collision

Sur la figure 3.1, nous donnons une représentation schématique d'une collision de deux noyaux d'ions lourds. Les noyaux sont accélérés à des vitesses ultra-relativistes. Dans ce régime ultra-relativiste, le facteur de Lorentz γ est très important et confère aux noyaux une forme de galette. En (A), nous avons représenté l'approche des noyaux avant l'impact. Rappelons que la collision est caractérisée par le paramètre d'impact b, défini comme la distance entre les centres des noyaux dans le plan perpendiculaire au déplacement. b caractérise l'étendue de la surface de recouvrement des noyaux, donc le volume de l'interaction. La donnée de $\vec{b}$ et $\vec{v}$ (vecteur vitesse des noyaux), détermine le plan de réaction. Le paramètre d'impact est primordial pour notre étude car il caractérise le **degré de centralité** de la

[4] Alternating Gradient Synchrotron.
[5] Super Proton Synchrotron.

collision. À très faible paramètre d'impact, la collision est qualifiée de centrale ($b = 0$ serait le cas idéal d'une collision centrale où les centres respectifs des noyaux se superposeraient). Un grand paramètre d'impact est caractéristique d'une collision dite périphérique.

Le paramètre d'impact est une observable "théorique", non mesurable expérimentalement. Il faut jouer d'astuce pour y avoir accès. Ce n'est pas tant sa mesure directe qui va nous intéresser mais la mesure d'observables qui lui sont directement reliées : le nombre de nucléons dans la zone de recouvrement appelés participants (N_{part}) ou encore un pourcentage de la section efficace inélastique totale de l'interaction. Il est également possible d'estimer b en mesurant non pas N_{part} mais le nombre de nucléons ne participant pas à la collision : les nucléons spectateurs. Ils sont représentés sur la figure 3.1 en (B).

Lorsque l'interaction a lieu, une zone dense de matière prend naissance au vertex de l'interaction et les pressions mises en jeu entraînent un éclatement du système majoritairement dans le plan transverse de la réaction. Nous porterons par la suite un intérêt particulier à la physique qui s'y développe et sa dépendance avec la taille de l'interaction donc avec la centralité.
Les densité et multiplicité atteintes au cours de ces collisions sont très différentes entre une collision centrale et une collision périphérique. Une collision centrale peut rassembler l'ensemble des conditions nécessaires à la formation d'un plasma. Ce n'est peut-être pas le cas d'une collision très périphérique qui s'apparente à davantage à une collision p+p.

Nous venons de décrire le déroulement d'une collision dite "symétrique" : les deux noyaux mis en jeu étant de la même taille (Au+Au). Lors des collisions d+Au, l'éclatement a toujours lieu dans le plan transverse, mais les collisions inélastiques entre nucléons ne sont plus réparties de manière égale dans l'espace de recouvrement des noyaux mais davantage du côté du noyau d'or. Le proton et le neutron du deutéron, lorsqu'ils entrent en contact avec le noyau d'or, rencontrent un environnement très dense de particules où ils vont pouvoir interagir inélastiquement plusieurs fois donnant lieu à la formation de particules dans le plan transverse. Du côté du deutéron, les processus qui se mettent en place sont différents. Les nucléons du noyau d'or, lorsqu'ils arrivent sur le deutéron, ne peuvent interagir en moyenne qu'une fois. Cela donne lieu à une asymétrie de la multiplicité de particules créées (multiplicité plus grande du côté de l'or). L'asymétrie de la multiplicité en d+Au est exploitée pour extraire leur degré de centralité. Comme pour Au+Au, nous développons ce point à la fin de cette partie et dans le chapitre 4.

3.1.1.2 Scénario d'évolution - Shuryak / Bjorken

D'après les modèles de la QCD sur réseau [Kars 02], si la densité d'énergie (cf. paragraphe 3.1.1.3) atteinte lors de la collision dépasse 1 GeV / fm^3, alors les degrés de liberté partoniques devraient prévaloir et donner lieu à un plasma de quarks et de gluons. Pour schématiser l'évolution de ce PQG au cours du temps, E. V. Shuryak en 1978 [Shur 78] puis J. D. Bjorken en 1982 [Bjor 83a] ont schématisé son expansion longitudinale par la figure 3.2. D'après les prédictions de Bjorken [Bjor 83b], le PQG se formerait après une phase de pré-équilibre de 1 fm / c pendant laquelle les partons du milieu interagiraient fortement. Il existerait alors sur une période de $\sim$ 5 à 7 fm / c. Au-delà, le PQG subirait un refroidissement et une phase d'expansion hydrodynamique et se transformerait progressivement en gaz de hadrons. Pendant la phase mixte, on aurait un mélange de

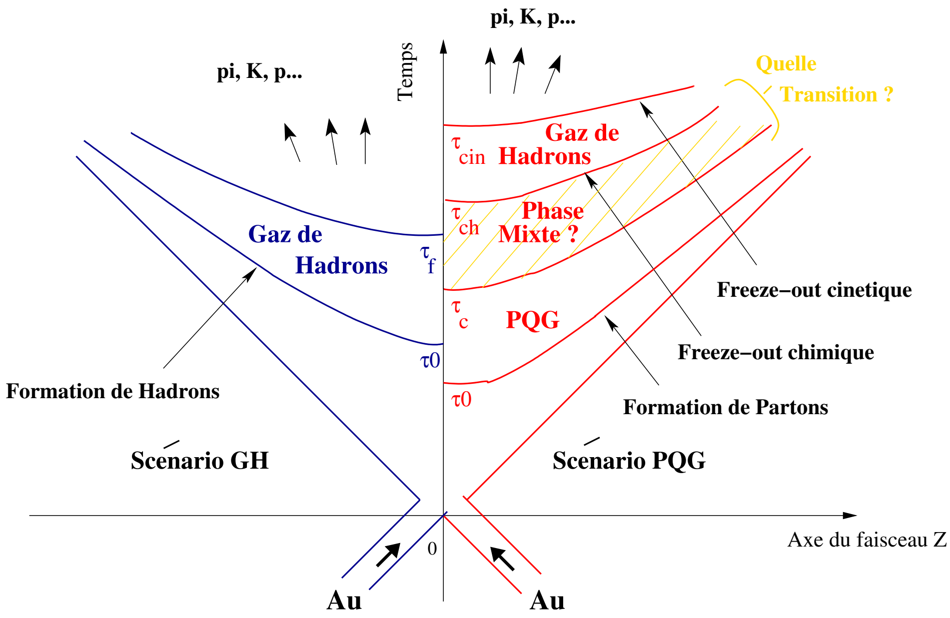


Figure 3.2 – Représentation dans un repère espace-temps du scénario d'évolution de la collision de deux noyaux lourds ultra-relativistes.

quarks déconfinés et de hadrons. Cette hypothèse d'existence d'une phase mixte est aujourd'hui criticable dans la mesure où la "transition" est davantage assimilée à un rapide *cross-over* [**?**, FoKa 02]. À la limite phase mixte / phase hadronique, la densité d'énergie du système n'est plus suffisante pour permettre la création de particules par chocs inélastiques entre les nucléons. Le nombre de particules présentes dans le système se fige. C'est ce que l'on appelle le **freeze-out (FO) chimique**. Ce terme est important et nous en rediscuterons par la suite en particulier dans le cadre des modèles statistiques. **L'étude de cet état de la matière renseigne à la fois sur le déroulement de la collision mais également sur l'état de la matière ayant précédé la formation du gaz de hadrons**. Suite à cette étape où les propriétés chimiques de la matière sont fixées, le refroidissement et l'expansion du système se poursuivent. Au **freeze-out cinétique**, le système devient trop froid pour que les chocs élastiques entre hadrons puissent encore avoir lieu. Cette fois, ce sont les propriétés cinématiques des hadrons qui se figent. Le système se disloque complètement en hadrons libres et ces derniers entament leur trajectoire jusqu'au détecteur. Dans ce scénario proposé par E. V. Shuryak d'abord puis repris et amélioré par Bjorken, FO chimique et cinétique se produisent à deux instants distincts lors de la collision. Ce point est discutable. Des études sur les résonances ont permis d'estimer un temps caractéristique entre ces deux instants de la collision [Gaud 03, ToRa 01] alors que certains modèles statistiques [BFH 03] considérant ces deux instants comme confondus reproduisent parfaitement les spectres en masse transverse des particules créées lors de la collision. En étudiant les baryons multi-étranges, nous apportons quelques arguments nouveaux sur une possible distinction entre les deux FO.

3.1.1.3 Qu'est-ce qui change avec l'énergie et la taille du système ?

- Pouvoir d'arrêt (de la matière nucléaire)

La façon dont se produit l'interaction lors d'une collision dépend certes de l'énergie des noyaux incidents mais aussi de la géométrie de la collision. Une variation de l'énergie ou de la taille du système agit considérablement sur les propriétés de son état initial. La taille de la région d'interaction entre les deux projectiles sera d'autant plus grande que le paramètre d'impact (b) sera petit. Plaçons nous dans le cas de collisions centrales ($b \sim 0$).

Dans le cas où les deux noyaux incidents ont une énergie "modérée" (1), lorsqu'ils entrent en collision, ils sont fortement ralentis. On dit qu'ils ont un **pouvoir d'arrêt** important. Si on augmente l'énergie de ces noyaux incidents (2), les noyaux sont beaucoup moins stoppés lors de l'impact et davantage transparents l'un pour l'autre. Ce pouvoir d'arrêt peut être estimé en introduisant la notion de rapidité (y) de la réaction.

Cette dernière, additive par transformation de Lorentz parallèle à la direction du mouvement des noyaux, mesure la fraction d'impulsion longitudinale des particules et est définie de la façon suivante :

$$y = \frac{1}{2}\ln\left(\frac{E + p_Z}{E - p_Z}\right) = \frac{1}{2}\ln\left(\frac{1+\beta_Z}{1-\beta_Z}\right) = \frac{1}{2}\ln\left(\frac{t+z}{t-z}\right) \text{ avec } \beta_Z = \frac{v_Z}{c} = \frac{1}{c}\tanh(y) \tag{3.1}$$

avec p_Z l'impulsion des particules suivant l'axe du faisceau et E leur énergie. Pour mesurer y, il faut mesurer E et p_Z, i. e. deux variables. Le domaine de mi-rapidité définit la rapidité du système du centre de masse. Plus on s'écarte de la position transversale, donc plus on se rapproche de l'axe du faisceau, plus on observe des domaines dits de grande rapidité. On définit souvent la pseudorapidité η qui ne nécessite de connaître que θ l'angle entre p=$|\vec{p}|$ leur impulsion totale et l'axe du faisceau :

$$\eta = \frac{1}{2}\ln\left(\frac{p + p_Z}{p - p_Z}\right) = \frac{1}{2}\ln\left(\frac{1+\cos\theta}{1-\cos\theta}\right) = -\ln\left(\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right) \tag{3.2}$$

Le pouvoir d'arrêt donne le décalage entre la rapidité initiale des nucléons et leur rapidité après interaction conditionnant ainsi la façon dont se répartit la distribution en rapidité. Dans le cas d'un fort pouvoir d'arrêt (1), on assiste à la compression des baryons et, de ce fait, à l'augmentation de la densité baryonique nette (différence baryons - antibaryons) autour d'une rapidité proche de zéro. Dans ce cas, la réaction ne permet pas ou peu la formation de nouvelles particules. Dans le cas où leur pouvoir d'arrêt diminue (2), les nucléons ne sont plus stoppés autour d'une distribution en rapidité centrée sur zéro et peuvent continuer leur chemin tant qu'ils ne réagissent pas avec les autres nucléons. Entre les deux noyaux "fuyants" qui auront déposé suffisamment d'énergie thermique par choc inélastique de leur nucléons entre eux dans le système, il se crée un grand nombre de particules et d'antiparticules dont le spectre en rapidité se situe autour de y = 0. La "disparition" croissante des baryons incidents avec leur énergie d'incidence entraîne donc une diminution de la densité baryonique nette associée à une augmentation d'énergie et de température dans le centre de masse. Il se crée sans peine des paires $q\bar{q}$, des mésons, baryons et antiparticules associées autour d'une région de rapidité nulle alors que les spectres en rapidité des baryons "fuyants" se situeront à des rapidités de quelques unités de part et d'autre de y = 0. Ce sont ces conditions qui sont propices à la formation du PQG.

Les distributions nettes en rapidité des protons mesurées à l'AGS ($\sqrt{s_{NN}} \sim 5$ GeV) par les collaborations E802, E877 et E917, au SPS ($\sqrt{s_{NN}} = 17.5$ GeV) par la collaboration NA49 et au RHIC ($\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV) par la collaboration BRAHMS sont présentées sur la

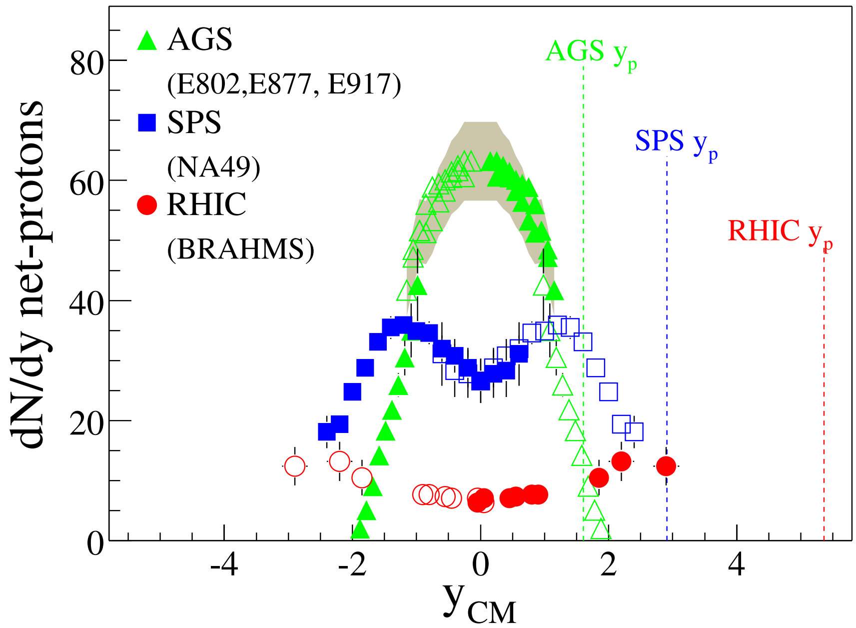


Figure 3.3 – Distributions en rapidité du nombre net de protons (ie. différence entre le nombre de protons et d'antiprotons) mesurées à l'AGS, au SPS et au RHIC lors des collisions les plus centrales. Cette figure est extraite du *white paper* de BRAHMS [Brah 04].

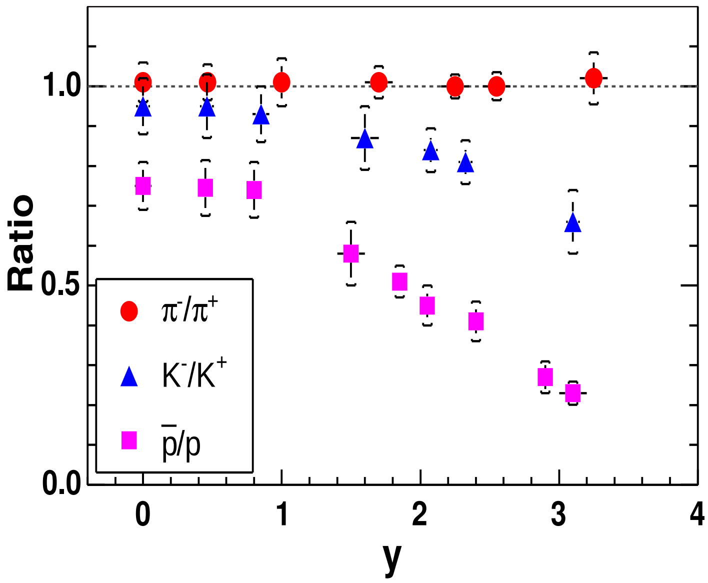


Figure 3.4 – Rapport antiparticules/particules (pions, kaons et protons) en fonction de la rapidité pour des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV. Cette figure est extraite de [Brah 04].

figure 3.3 [Brah 04]. Aux énergies de l'AGS, on observe une distribution en rapidité piquée autour de zéro dont la densité nette de protons est assez élevée. Cela met en évidence que le nombre d'antiprotons produits est faible et que la densité nette de protons est proche de la densité de protons [Ahle 99, Bare 00, Back 01]. Le pouvoir d'arrêt à l'AGS est important avec une perte de rapidité de l'ordre de 1 pour un faisceau de rapidité d'environ 1.6. Au SPS, cette perte est légèrement inférieure à 2 pour un faisceau de rapidité 2.9. La densité baryonique nette des protons commence à diminuer à mi-rapidité, traduisant le fait qu'au SPS, les noyaux commencent à être transparents l'un pour l'autre et que les baryons incidents se trouvent davantage à grande rapidité qu'à mi-rapidité. Cela traduit également le fait que la matière qui commence à être créée plus abondamment qu'à l'AGS à mi-rapidité contient un nombre d'antiprotons non négligeable [Appe 99]. Au RHIC, pour une rapidité de faisceau de 5.4 [Brah 03], BRAHMS a mesuré une distribution en rapidité des protons radicalement différente de ce qui a été mesuré à plus basse énergie et suggère qu'un système tout autre a été créé . À mi-rapidité, la densité baryonique nette est inférieure à 10. La forme de la distribution au RHIC n'a pas encore été mesurée aux grandes rapidités ($y > 3$) mais on devrait observer une augmentation de cette dernière pour assurer la conservation baryonique de la réaction (part de la matière incidente).

La figure présentée en 8.2 illustre parfaitement ce point [Brah 03, Bear 03]. Elle montre les taux de production des antihadrons rapportés aux taux des hadrons associés. Le rapport est proche de l'unité sur le domaine en rapidité $0 < y < 1$. Cela suggère que, dans ce domaine, les particules et antiparticules sont créées par paires. C'est vrai pour les pions, un peu moins pour les kaons (0.95) et encore moins pour les protons (0.76). Il semble qu'il y ait des processus responsables d'une brisure de la symétrie antiparticules / particules. Pour les kaons par exemple, on peut penser qu'un certain nombre de processus du type $p + p \rightarrow p + K^+ + \Lambda$ entraîne un enrichissement de la région aux hautes rapidités où l'on a un excès de baryons.

- Densité d'énergie

Au même titre que le pouvoir d'arrêt de la collision, la densité d'énergie est une grandeur pertinente pour estimer si les conditions requises pour la formation du PQG sont atteintes ou non lors d'une collision. Suite à une collision, les distributions de matière et d'énergie peuvent être séparées en deux parties. Une région de fragmentation constituée des fragments de la collision excités à grande rapidité et une région centrale dans laquelle seuls quelques baryons initiaux demeurent mais où une densité d'énergie importante est collectée. L'énergie prise de l'énergie cinétique des fragments qui ont interagi est initialement stockée dans des cordes de champ de couleur liant les partons en interaction. Ces cordes en se brisant donnent naissance à la production de paires de quarks $q\bar{q}$, créées de manière isotrope. Une production uniforme de particules sur un large domaine de rapidité est attendue. Les distributions en multiplicité des particules chargées mesurées par l'expérience PHOBOS sont représentées sur la figure 3.5 en fonction de l'énergie des noyaux incidents pour différents domaines de centralité, depuis les collisions les plus centrales (0-6% de la section efficace inélastique totale) jusqu'aux plus périphériques (45-65%) [PhoWP 04, Back 03]. La multiplicité augmente avec l'énergie dans le centre de masse pour atteindre $dN/d\eta = 625$ particules chargées par unité de rapidité autour de la mi-rapidité. On constate également que les spectres s'étalent peu à peu en pseudorapidité. À basse énergie ($\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV), les spectres sont beaucoup plus “piqués” autour de

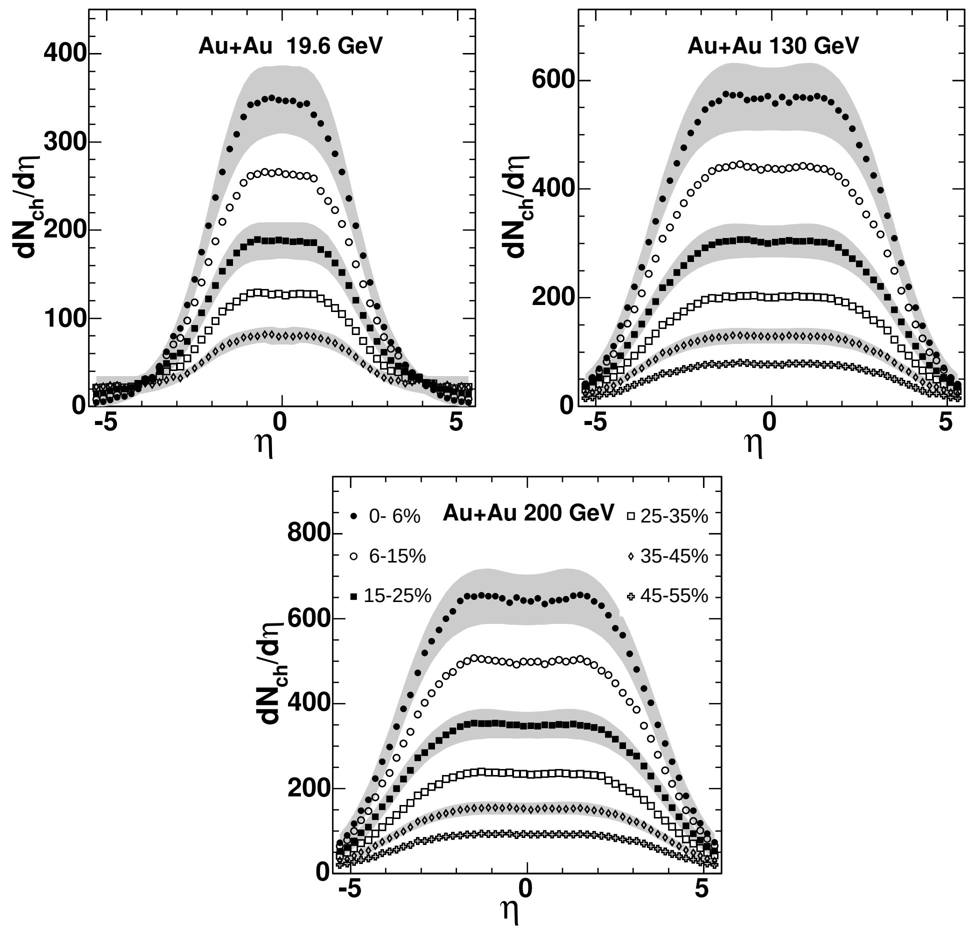


Figure 3.5 – Distribution en densité de pseudorapidité des particules chargées émises dans des collisions Au+Au pour différentes valeurs d'énergie dans le centre de masse. Les données sont présentées pour différents domaines de centralité définis en terme de pourcentage de la section efficace totale inélastique. Les bandes grises représentent l'erreur systématique à considérer pour chaque centralité. Les erreurs statistiques sont incluses dans les points. Les figures sont extraites de [PhoWP 04]

zéro alors qu'ils sont plus larges à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV. Une estimation de la densité d'énergie initiale peut être réalisée en particulier grâce à ces distributions et en utilisant la formule de Bjorken 3.3 [Bjor 83b] :

$$\epsilon = \frac{1}{\Pi R^2 \tau} \frac{d < E_T >}{dy} \tag{3.3}$$

où τ est le temps de formation du plasma (estimé à 1 fm/c), R le rayon du projectile, $< E_T >$ l'énergie transverse accessible par la mesure et y la rapidité. La collaboration BRAHMS a réalisé ce calcul aux *premiers instants de la collision* en substituant d$< E_T >$ par $< m_T >$dN, R par la valeur prise de la surface de recouvrement initiale des deux noyaux en négligeant l'expansion transverse et τ par 1 fm/c, valeur plus difficile à évaluer [HaMu 96, EsWa 94]. Sous ces conditions, la valeur de $\epsilon \approx 5$ GeV/fm^3 a été extraite. Cette valeur excède de 30 fois la densité d'énergie d'un noyau. Elle est légèrement supérieure (5 fois) aux prédictions faites par QCD sur réseau sur la valeur critique de la densité d'énergie pour former un plasma ($\epsilon_c = 1$ GeV/fm^3) [Kars 02]. Les collaborations PHENIX, PHOBOS et STAR ont également réalisé ce calcul conduisant à une valeur similaire [PheWP 04, PhoWP 04, StaWP 05].

> Le cheminement suivi par la collaboration PHENIX pour extraire une valeur réaliste de ϵ atteinte lors des collisions d'ions lourds Au+Au au RHIC est fort intéressant. Trois densités d'énergie sont distinguées : "la densité d'énergie générale" : accessible au moment où les noyaux vont interagir, la "densité d'énergie formée" au temps τ_{form} qui ne prend en compte que les particules formées lors de la réaction et finalement la densité d'énergie thermalisée au temps τ_{therm} lorsque le premier équilibre thermique local est atteint. Les deux dernières densité d'énergie plus réalistes pour exprimer la quantité d'énergie réellement disponible pour la formation de particules ont nécessité d'estimer les valeurs des temps τ_{form} et τ_{therm}. Historiquement, la valeur de τ dans la formule 3.3 a été prise égale à 1 fm/c par Bjorken sans justification particulière. La collaboration PHENIX a estimé cette valeur de façon à la rendre plus réaliste par rapport aux résultats obtenus pour l'énergie transverse et la multiplicité des collisions à 200 GeV. τ_{form} a été ainsi estimé à $\tau_{\mathrm{form}} \sim$0.35 fm/c conduisant à $<\epsilon>$ = 15 GeV/fm^3 pour $\epsilon_{\mathrm{initial}}$ à mi-rapidité. Dans le cas où le système évoluerait vers un état d'équilibre thermique local, la question qui se pose est de savoir, si la densité d'énergie présente dans le système est toujours suffisante pour conduire à une transition de phase vers un PQG. La réponse semble être que oui. En considérant $0.6 < \tau_{\mathrm{therm}} < 1$ fm/c d'après les limitations données par les modèles hydrodynamiques (chapitre 2), PHENIX a finalement estimé une "densité d'énergie thermique" comprise entre 5.4 GeV/fm^3 et 9.0 GeV/fm^3.

La densité d'énergie initiale au RHIC excède largement la densité d'énergie des noyaux et suggère que toutes les conditions de formation du PQG y sont remplies.

3.1.2 Observables globales

Dans cette partie, nous présentons quelques observables globales habituellement utilisées en physique des ions lourds et dont certaines proviennent d'un modèle géométrique de production de particules : le modèle de Glauber. Lors de notre travail de thèse, ce modèle a été exploité pour extraire certaines quantités intéressantes. Ces observables seront, pour la plupart, des outils pour notre étude car elles permettent d'extraire des informations sur le déroulement de la collision en termes de taux de production, de température, de volume, de vitesse d'expansion, voire de mécanismes de production *etc.*

3.1.2.1 Masse / impulsion transverse

Les particules produites lors de la collision sont caractérisées par leur vecteur impulsion $\vec{p}$ qui se décompose en une composante longitudinale p_Z ou $p_\parallel$ et en une composante transversale p_T ou $p_\perp$. Cinématique et géométrie de la collision selon le degré de liberté longitudinal peuvent être étudiées, comme on l'a vu, en manipulant la rapidité y. Le plan transverse est très important dans les expériences de collision car la majorité des particules créées y sont émises. Nous utiliserons l'impulsion transverse des particules p_T pour l'ensemble de notre étude et, en particulier, pour calculer la quantité appelée **masse transverse** m_T ou $m_\perp$ définie par la formule 3.4 :

$$m_T = \sqrt{p_T^2 + m_0^2} \tag{3.4}$$

où m_0 est la masse de la particule. La représentation de distributions en fonction de la quantité ($m_T - m_0$) permet des comparaisons entre particules de masse différente. Notre étude repose essentiellement sur l'analyse des spectres en masse ou en impulsion transverse des particules doublement étranges, les Ξ^-et $\bar{\Xi}^+$, définis par la relation 3.5 :

$$E\frac{d^3N}{d^3p} = \frac{d^2N}{2\pi dyp_Tdp_T} = \frac{d^2N}{2\pi dym_Tdm_T} \tag{3.5}$$

L'extraction de l'amplitude de ces spectres pour différents domaines de centralité apportera de l'information sur les propriétés chimiques du système. Une discussion sur le sujet sera développée dans le chapitre 7. La forme des spectres sera également exploitée pour extraire une double information, sur la température du système et sur la dynamique de la collision. Cela sera développé dans le chapitre 8.

3.1.2.2 Multiplicité : N_{part} , N_{bin}

Étant donné qu'une mesure directe du paramètre d'impact n'est pas possible, on utilise la multiplicité de la collision, donnée par la mesure du nombre de hadrons chargés N_{h^-} pour en déduire son paramètre d'impact et sa densité d'énergie. Chaque nucléon des noyaux qui participent à la collision produit un certain nombre de particules. On peut donc calculer, à l'aide d'un modèle géométrique de la collision, le nombre moyen de nucléons ayant participé à la collision : le **nombre de participants** (N_{part}) à un paramètre d'impact donné. Il s'agit alors de le relier au nombre de particules chargées produites. Une correspondance indirecte N_{h^-} / paramètre d'impact apparaît.
Par la suite, nous allons utiliser abondamment le nombre de participants N_{part} pour définir la centralité d'une collision et étudier la systématique en fonction de la centralité donc du volume du système mis en jeu de plusieurs quantités physiques comme les taux de production, l'impulsion transverse moyenne *etc.*

Lorsqu'une collision a lieu, les premières interactions qui se produisent entre nucléons sont des processus durs, rares et aléatoires pendant lesquels beaucoup d'énergie est échangée dans le système. Ces processus sont très bien décrits par la QCD perturbative. Ils donnent lieu dans l'état initial à la formation de constituants lourds dans le système comme des quarks charmés par exemple, ainsi que la formation de particules lourdes comme le J/Ψ ($c\bar{c}$). Ces phénomènes durs deviennent minoritaires avec la répartition de l'énergie dans le système et le refroidissement de ce dernier. Pendant la durée de vie du plasma, le système passe d'un état perturbatif à un état où les amplitudes des transferts d'impulsion s'amoindrissent. Les collisions plus douces entre partons y deviennent dominantes dans un volume d'interaction que l'on estime être bien représenté par N_{part}. On perçoit parfaitement que pour un noyau de masse atomique A, N_{part} est proportionnel à cette quantité donc au volume du noyau ($R \propto A^{1/3}$). Aux énergies du RHIC, ces processus doux sont majoritaires de sorte que l'essentiel des particules créées dans la collision appartient à un domaine de basse impulsion transverse. Cet ensemble de particules à bas p_T sera qualifié par la suite de "**bulk**" (l'essentiel du volume, la plus grande part des particules).

Nous allons être amenés à étudier l'évolution des taux de production des particules multi-étranges en fonction du nombre de participants pour étudier entre autres quels mécanismes peuvent être à l'origine de leur production. Si, par exemple, les taux de production

	Au+Au (200 GeV)		Au+Au (62.4 GeV)		d+Au (200 GeV)	
Centralité (%)	N_{part}	N_{bin}	N_{part}	N_{bin}	N_{part}	N_{bin}
0-5	352.9±3.2	1043.5±71.5	-	-	-	-
5-10	301.2±7.5	826.1±63.0	-	-	-	-
0-10	-	-	318.7±5.2	794.3±62.4	-	-
10-20	235.5±7.8	592.4±50.7	224.1±8.2	494.1±50.8	-	-
20-40	139.7±10.0	289.3±35.6	134.4±9.5	248.6±37.2	-	-
40-60	62.1±7.4	94.1±17.9	58.0±7.6	80.2±18.3	-	-
60-80	21.2±4.5	22.1±6.4	19.9±4.2	20.0±6.0	-	-
0-20	-	-	-	-	16.3±0.7	16.5±6
20-40	-	-	-	-	11.4±0.3	10.5±4
40-100	-	-	-	-	4.3±0.01	3.4±1

Table 3.2 – Calcul du nombre de participants N_{part} et du nombre de collisions binaires N_{bin} à partir du modèle de Glauber en simulant 10000 événements Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV sur 6 domaines de centralité, $\sqrt{s_{NN}}$ = 62.4 GeV sur 5 domaines de centralité et d+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV pour trois centralités (les centralités sont données en pourcentage de la section efficace inélastique totale).

des Ξ s'avèrent évoluer comme le nombre de participants, il sera possible de conclure que leur production est dominée par de la physique douce et n'a donc pas lieu aux premiers instants de la collision. Nous discuterons ce point dans les chapitres 7 et 8.

Dans les modèles géométriques de production de particules, N_{part} est proportionnel au volume et est associé aux processus doux. Par contre, à plus haute énergie, on s'attend à une augmentation de la production des particules à plus haute impulsion transverse. Les processus durs dans ce cas devraient être dominants. Ces processus plus rares et aléatoires sont assimilables à des interactions élémentaires et multiples entre les nucléons des noyaux. Les sections efficaces d'interaction de ces processus durs évoluent dans ce cas comme le **nombre de collisions binaires** (N_{bin}). Par conséquent, les processus durs de l'état initial donnant lieu à la formation de charme par exemple devraient évoluer proportionnellement à N_{bin}. Ces nombres de collisions binaires sont également calculables par les modèles géométriques. En utilisant le **modèle de Glauber** présenté en annexe A, nous avons extrait ces valeurs repertoriées dans la table 3.2 pour les exploiter ensuite lors de l'interprétation des résultats.

3.1.2.3 Énergie transverse

Au cours de ce travail de thèse, nous avons également exploité l'énergie transverse de la collision, notre objectif étant toujours de caractériser le système créé lors de cette dernière (température, densité, taille...). L'énergie transverse de la collision est générée par la diffusion initiale des partons des noyaux interagissant et probablement aussi par la réinteraction des partons entre eux et des hadrons formés [JaLa 86, Wang 97].

Deux cas de figure sont envisageables. Si la boule de feu créée lors de l'interaction des deux noyaux se dissocie rapidement sans qu'il y ait eu beaucoup de réinteractions entre les partons constituants, l'énergie transverse observée par unité de pseudorapidité $dE_T/d\eta$ sera quasiment identique à celle générée initialement. Si au contraire, beaucoup de réinteractions ont lieu entre les quarks constituants et entre hadrons créés, un équilibre local devrait être atteint très vite et devrait être maintenu pendant l'expansion. Pendant cette dernière, le travail longitudinal de la pression hydrodynamique a pour conséquence de diminuer la valeur de $dE_T/d\eta$ pendant l'évolution de la boule de feu [GyMa 84, EKTR 00]. Il faut toutefois prendre en compte les effets du flot hydrodynamique qui, en se construisant dans le plan transverse, contribue à l'inverse à augmenter E_T [KHHETT 01]. La saturation du milieu en gluons, peut toutefois contrebalancer quelque peu et ralentir la formation du flot en diminuant légèrement la pression effective qui se forme dans le milieu. Cela a pour effet également de réduire la différence entre le E_T initial et E_T observé. Notre objectif n'est pas d'étudier en détail l'évolution de cette énergie transverse avec l'évolution de la collision. Nous ne discutons ici que de son évolution avec la centralité et de sa dépendance au nombre de participants, toujours avec la volonté de trouver la meilleure paramétrisation possible du volume du système. Les valeurs de E_T publiées par la collaboration STAR sont répertoriées en fonction de la centralité dans la figure 3.6 [ETStar 04]. Ces valeurs seront exploitées dans le chapitre 7. $E_T/0.5N_{part}$ est également représenté en fonction de la centralité sur la figure 3.7.

Au+Au (200 GeV)	
Centralité (%)	E_T (GeV) ±4.3%
0-5	620±33
5-10	515±28
10-20	402±21
20-30	279±15
30-40	187±10
40-50	118±6
50-60	70±4
60-70	37.6±2.0
70-80	17.1±0.9

Figure 3.6 – Énergie transverse de la collision en fonction de la centralité de la collision.Les erreurs sont uniquement systématiques car les erreurs statistiques sont négligeables.

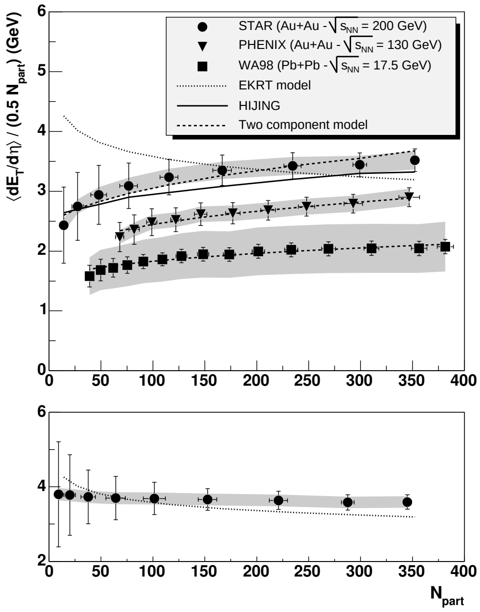


Figure 3.7 – $<dE_T/d\eta|_{\eta=0.5}>/(0.5N_{part})$ en fonction de N_{part}. Sur la figure du haut, N_{part} est obtenu à partir d'un modèle de Glauber "Monte-Carlo" et sur la figure du bas à partir de Glauber "optique". Les données de STAR à 200 GeV sont comparées à celles de PHENIX à 130 GeV et à celles de WA98 à 17.5 GeV. Les données sont comparées à trois modèles.

La figure du haut représente $<dE_T/d\eta>$ par paire participante ($N_{part}/2$) en fonction de N_{part} (obtenu à partir du modèle de Glauber (annexe A) pour $0 < \eta < 1$. Les données de STAR à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV sont représentées ainsi que celles de PHENIX en Au+Au à

130 GeV [Adco 01c] (à $|\eta| = 0$) et de WA98 en Pb+Pb à 17.2 GeV [Agga 01] (à $|\eta| = 0$). Les bandes grises représentent les erreurs systématiques indépendantes de N_{part}. Les lignes représentent la somme quadratique des erreurs statistiques négligeables et des erreurs systématiques sur E_T et N_{part}.

Les données sont comparées à trois modèles :

- Un modèle de saturation de gluons de l'état final (EKRT [EKTR 00]) qui prévoit une baisse de l'énergie transverse avec la centralité de la collision. Sur la figure du haut $dE_T/d\eta$ par paire participante a été représenté en utilisant un modèle de Glauber "Monte-Carlo" alors que sur la figure du bas, c'est un modèle de Glauber "optique" qui a été utilisé. Sur la figure du haut, le modèle EKRT ne décrit ni la dépendance en centralité, ni la normalisation. En bas, la dépendance en centralité est bien reproduite tandis que la normalisation ne l'est toujours pas.
- Le modèle de HIJING prévoit une augmentation de $<dE_T/d\eta>/(0.5N_{part})$ avec la centralité de la collision (trait plein sur la figure 3.7). Ce modèle inclut à la fois la génération multiple de "mini" jets par des processus durs et de la production de particules plus "douce" par fragmentation de cordes. Les effets de la géométrie nucléaire y sont calculés à partir d'un modèle de Glauber "Monte-Carlo". Sur la figure du haut, HIJING est en bon accord avec les données.
- Finalement, les données ont été comparées avec une approche simple à deux composantes : $dE_T/d\eta = A\ N_{part} + B\ N_{bin}$ permettant d'estimer la fraction de collisions dures dans la production de E_T. L'accord est assez bon.

De cette étude, nous voyons les limites actuelles et les risques encourus en utilisant les prédictions du modèle de Glauber, qui doit être encore affiné. Moyennant les grandes barres d'erreur à petit N_{part}, on constate globalement que l'énergie transverse par unité de pseudorapidité est proportionnelle à N_{part} donc peut être utilisée pour essayer de quantifier le volume du système.

3.2 Le RHIC → *Relativistic Heavy Ion Collider*

Dans les deux parties qui suivent, nous étudions plus en détail le dispositif expérimental dont nous avons disposé pour mener à bien notre analyse.

3.2.1 Généralités

Au BNL, le collisionneur RHIC délivre actuellement des collisions noyau+noyau (A+A), mixtes (d+A) et proton+proton (p+p) (polarisés) aux plus hautes énergies jamais atteintes jusqu'à ce jour ; ce qui en fait le site actuel le plus important dédié à l'étude de l'interaction forte. L'énergie maximale dans le centre de masse des collisions délivrée au RHIC est environ dix fois supérieure aux plus hautes énergies atteintes lors d'expériences sur cible fixe. Un résumé des paramètres expérimentaux des différents programmes physiques passés, présents et futurs est présenté dans la table 3.1.

Le RHIC a été conçu avec pour objectifs :

- de pouvoir accélérer simultanément différentes espèces d'ions,
- d'avoir accès à un large domaine d'énergie de collisions,
- d'obtenir un faisceau de grande luminosité pour pouvoir mesurer des processus de faibles sections efficaces.

Le RHIC étant un synchrotron avec deux lignes de faisceaux indépendantes, il permet de satisfaire aux deux premiers points ci-dessus. De bons résultats en terme de luminosité

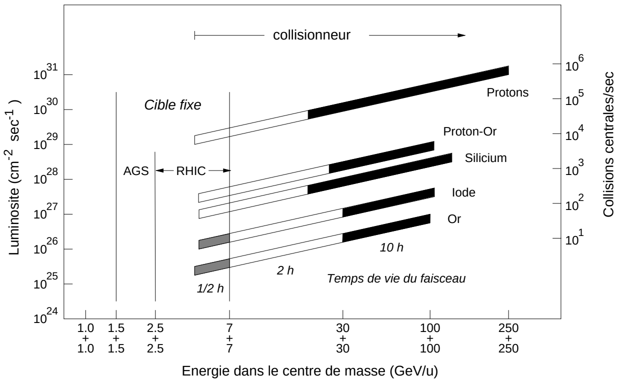


Figure 3.8 – Caractéristiques générales du collisionneur RHIC.

sont atteints en particulier grâce au complexe d'accélérateurs en amont du collisionneur. La luminosité est définie par la formule $L = f\,n\,\frac{N_1 N_2}{A}$, où f est la fréquence de révolution, n le nombre de paquets d'ions par faisceau, N_1 et N_2 le nombre d'ions par paquet se collisionnant et A la surface d'interaction. Pour pouvoir atteindre une forte luminosité, il faut pouvoir maximiser f, n, N_1 et N_2 et diminuer le profil du faisceau A. Un résumé des caractéristiques du RHIC est présenté sur la figure 3.8. On y voit en particulier les valeurs de luminosité accessibles au RHIC pour différents types de collisions.

3.2.2 Les systèmes d'accélération

La création des ions et leur accélération jusqu'aux énergies d'injection dans le RHIC nécessitent l'utilisation d'une succession d'accélérateurs, chacun ajoutant un peu plus d'énergie aux ions. Un schéma du complexe d'accélérateurs du BNL est présenté sur la figure 3.9.

Il s'agit tout d'abord de créer les ions lourds et en particulier les ions d'or. Ceci est assuré par l'utilisation d'une source à pulvérisation de césium avec laquelle on vient bombarder une cible constituée de l'élément à accélérer. Des atomes de la cible sont arrachés et ionisés en gagnant un électron présent sur la couche de valence de l'alcalin. Les ions d'or traversent successivement les accélérateurs électrostatiques Tandem Van de Graaff desquels ils sortent avec une énergie de 1.0 MeV/u (MeV par nucléon), puis le Booster Synchrotron où ils y sont accélérés jusqu'à 95 MeV/u ; ils traversent ensuite l'*Alternating Gradient Synchrotron*[6] (AGS) où ils acquièrent une énergie de 10.8 GeV/u. Pour finir, ils sont injectés dans les anneaux du RHIC où les ions pourront être accélérés jusqu'à 100 GeV/u. Notons qu'à chacun de leur passage dans les accélérateurs/synchrotrons, les ions sont épluchés de leurs électrons jusqu'à porter une charge de $Q_{Au} = +79$. L'AGS peut ensuite être utilisé indépendamment en parallèle pour mener d'autres types d'expériences sur cible fixe jusqu'à ce qu'il faille à nouveau réinjecter des ions dans le RHIC.

Le parcours d'accélération des ions de deutéron est identique à celui des ions plus lourds. Les ions de deutéron (D^-) sont produits à partir d'une source de TiD_2. Ils traversent les deux Tandem Van de Graaff pour atteindre une énergie de 12 MeV/u et sortent de ces derniers avec une charge positive (D^+). Ils sont ensuite injectés dans le Booster et portés à une énergie de 153 MeV/u puis

[6] La conception de cette machine a véritablement révolutionné la technologie des accélérateurs au milieu du XX$^{\text{ème}}$ siècle. Prenant part à la famille des *alternating gradient focusing*, l'AGS utilise 240 aimants positionnés de telle sorte que leurs gradients de champ soient alternativement orientés vers l'intérieur et vers l'extérieur du centre de l'anneau. Cette disposition permet de les focaliser à la fois dans le plan horizontal et dans le plan vertical.

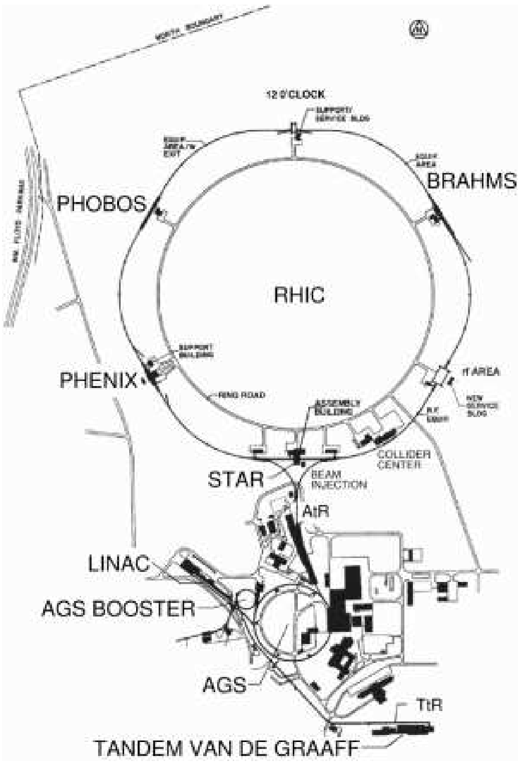


Figure 3.9 – Vue d'ensemble du collisionneur RHIC au Brookhaven National Laboratory.

12 GeV/u dans l'AGS. Ils atteignent finalement 100 GeV/u dans l'un des anneaux principaux du RHIC [Gard 03].

L'accélération des protons est un peu différente. Le système d'injection séparé, le LINear ACcelerator (LINAC) accélère les protons issus d'un gaz d'hydrogène jusqu'à une énergie de 200 MeV. Au sortir du LINAC, les protons sont injectés dans le Booster puis dans l'AGS où ils atteignent une énergie de 1.5 GeV puis 25 GeV. Ils sont finalement injectés dans le RHIC. Pour plus de détails sur le système d'accélération des ions dans le RHIC, on pourra se référer à [Gans 04].

3.2.3 Le programme expérimental du RHIC

3.2.3.1 Le collisionneur

Le RHIC est constitué de deux anneaux concentriques indépendants de 3.8 km de circonférence. Chacun est constitué de 396 éléments dipolaires magnétiques supraconducteurs de 9.7 m de long. Cet ensemble magnétique fournit un champ pouvant atteindre au maximum 3.458 T. À cela s'ajoute un certain nombre d'aimants plus petits portant à 1740 le nombre d'aimants supraconducteurs dans le RHIC. Ces derniers devant être portés à une température de 4.6 K pour leur bon fonctionnement, un système de refroidissement fermé à base d'azote et d'hélium est utilisé. Ce système est très coûteux car azote et hélium doivent être recyclés et réfrigérés et cela consomme beaucoup d'énergie électrique (21 MW). Les anneaux du RHIC ont la capacité d'accélérer les protons à une énergie maximale de 500 GeV/u et les deutérons et noyaux d'or à une énergie maximale de 100 GeV/u.

Le faisceau du RHIC n'est pas continu. Les ions sont distribués en plusieurs paquets distincts et entre chacun d'eux règne un vide de l'ordre de 10^{-11} Torr [RHICProj 94]. Moins il y en a par faisceau et plus il est facile d'accélérer le faisceau et de le garder stable. Dans chaque anneau, RHIC peut accélérer jusqu'à 360 paquets d'ions même si, en général, trois à six fois moins de paquets sont accélérés à chaque prise de données. Les paquets localisés rendent la sélection des événements dans les détecteurs plus facile (aide au déclenchement).

Nous qualifierons, par la suite "d'**événement**", chaque collision qui a lieu entre deux paquets d'ions circulant dans le RHIC en sens contraires. Le taux d'événements maximum pour des collisions proton+proton est de l'ordre de 1 toutes les 213 ns. Pour les collisions Au+Au, le taux maximum s'élève à 1 chaque 100ns environ. L'établissement du faisceau à sa puissance nominale se fait en plusieurs étapes. Les ions sont injectés depuis la ligne AtR (AGS to RHIC) sous la forme de paquets. Des aimants sélectionnent un sens de rotation au paquet. La phase d'accélération des paquets en sens contraire dure environ une demi-heure jusqu'à ce qu'on fasse se collisionner les paquets en six points du RHIC au moyen de dipôles magnétiques et quadripôles magnétiques. Quatre de ces points sont ouverts aux quatre expériences principales du RHIC que nous présentons dans la partie suivante. Plus récemment, un cinquième site a été ouvert pour l'étude du spin du nucléon (*RIKEN-BNL spin collaboration*).

Les énergies atteintes permettent de faire des connexions directes avec les calculs perturbatifs de QCD permettant par exemple d'estimer la contribution des gluons (et des quarks de la mer) au spin total du nucléon. Cette expérience utilise les faisceaux de protons polarisés que peut délivrer également le RHIC.

3.2.3.2 La complémentarité de quatre sites expérimentaux

Quatre expériences exploitent et étudient les collisions d'ions lourds au RHIC. Ces expériences ont été conçues de façon à être complémentaires pour la recherche du PQG. Elles sont capables de mesurer des densités de particules de faible ou moyenne impulsion (en comparaison à ce qui sera mesuré au LHC) avec une grande précision sur la mesure de leurs propriétés dans un angle solide déterminé. En 1993-1994, après trois ans de recherche et de développement [Ludl 94], deux projets pour l'élaboration de détecteurs de conception différente mais complémentaires ont été acceptés. Le projet STAR[7], un détecteur solénoïdal basé essentiellement sur l'identification et la reconstruction de traces dans une grande chambre à projection temporelle, était davantage axé sur la mesure de hadrons dans un très large angle solide (mesure indirecte du plasma) tandis que PHENIX[8] était davantage conçu pour la détection de sondes plus directes comme la mesure de leptons et de photons (et aussi de hadrons), mais dans un angle solide plus limité. Par la suite, deux détecteurs un peu plus spécialisés, PHOBOS[9] et BRAHMS[10], ont été approuvés dans le programme expérimental du RHIC pour compléter les mesures à plus grande rapidité. Le résultat d'un événement dans ces quatre expériences est présenté sur des figures 3.10 à

[7] Solenoidal Tracker At RHIC

[8] Pioneering High Energy Nuclear Experiment

[9] L'expérience originelle MARS (Modular Array for RHIC Spectroscopy) n'a pas été approuvée. Un dispositif similaire portant le nom d'un satellite de Mars a été retenu plus tard.

[10] Broad RAnge Hadron Magnetic Spectrometer experiment at RHIC

3.13, ainsi qu'un bref commentaire sur les caractéristiques générales des détecteurs.

Le saut en énergie accompli depuis les accélérateurs AGS et SPS a permis d'élargir les domaines d'étude pour ces quatre expériences :

- Les faibles valeurs du potentiel chimique baryonique atteintes dans la région de rapidité centrale permettent de se rapprocher des conditions de l'univers primordial.
- Le domaine de rapidité accessible dans le centre de masse s'étend sur $|y| = \pm 5.5$.
- Les très fortes multiplicités de pions, de kaons et de protons obtenues par événement vont permettre de réaliser des analyses événement par événement dans de bonnes conditions statistiques.

3.2.3.3 Prises de données

L'année 2004 marque la fin de la quatrième période de prises de données au RHIC. Les premières prises de données ont débuté en 2000 avec des collisions Au+Au à une énergie non encore nominale de $\sqrt{s_{NN}}$ = 130 GeV. En 2001/2002, le RHIC est passé à son énergie nominale de $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV. Les collisions Au+Au alors réalisées ont été analysées dans ce travail de thèse (environ 3 millions d'événements ont été étudiés). Des collisions p+p ont également été produites. Elles sont déterminantes car sans ces systèmes de référence où a priori les conditions expérimentales de création de plasma ne sont pas remplies, il est impossible de conclure quant à la formation ou non du plasma dans les collisions de noyaux plus lourds. Comparer Au+Au à p+p ne fait pas tout. Dans de gros systèmes comme la collision de deux noyaux d'or, on ne peut pas négliger la présence de processus nucléaires présentés au chapitre 2. Ces derniers entraînent l'apparition en Au+Au de phénomènes physiques non observés en p+p et qui pourtant ne sont pas attribuables à la formation d'un PQG en laboratoire. Il s'agit de pouvoir estimer ces effets. Les collisions asymétriques sont utilisées à cet usage. Les expériences de contrôle en d+Au sont nécessaires pour caractériser jusqu'à quel point les phénomènes physiques non linéaires de l'état initial peuvent être différenciés d'effets dus aux interactions dans l'état final responsables de la formation du PQG. Une présentation de ces effets de l'état initial a été proposée au chapitre 2. 2002/2003 a permis de réaliser de telles collisions ainsi qu'une prise de données en p+p polarisés à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV. Les données d+Au ($\sim$10 millions d'événements) ont également été étudiées dans cette thèse. Enfin en 2003/2004, une nouvelle campagne Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV et à très haute luminosité a eu lieu. Elle a permis d'augmenter la statistique d'un facteur 10. En cours d'année 2004, quelques 10 millions d'événements ont été enregistrés à une énergie moindre de $\sqrt{s_{NN}}$ = 62.4 GeV. L'objectif étant, cette fois, de comparer les résultats du RHIC aux résultats antérieurs du SPS. Une analyse de ces données à $\sqrt{s_{NN}}$ = 62.4 GeV est également proposée dans ce mémoire.

Comment seront partitionnées les prochaines années ?

- L'année 2004/2005 sera dédiée à l'étude d'un système de taille intermédiaire Cu+Cu. Comme nous allons en discuter dans cette thèse, il est primordial d'étudier l'influence du volume de la réaction sur les produits de cette dernière. Une question qui peut se poser par exemple est de savoir si une collision de ce type est équivalente à une collision semi-périphérique en Au+Au ou si la physique qui entre en jeu dans de telles collisions est radicalement différente.

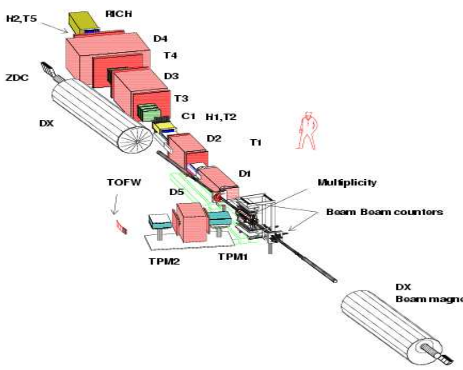


Figure 3.10 – Détecteur BRAHMS conçu pour l'identification et la mesure de particules sur un large domaine de rapidité ($0 < y < 4$) et pour un domaine d'impulsion transverse $0.2 < p_T < 3.0$ GeV/c à partir de deux spectromètres à faible angle solide. La mesure à très haute rapidité est privilégiée [Adam 03, Bear 02].

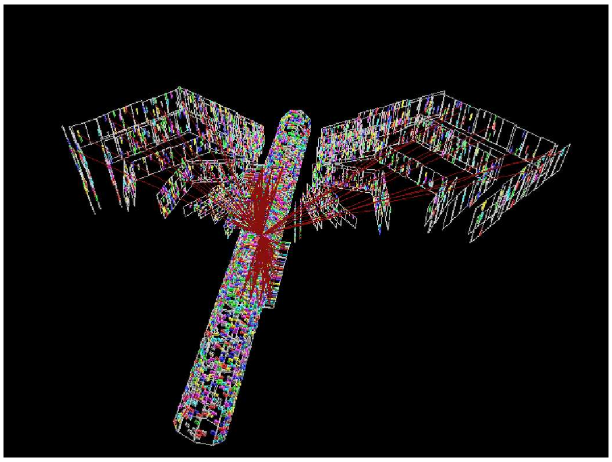


Figure 3.12 – Résultat d'un événement Au+Au dans PHOBOS. Les mesures de particules chargées y sont possibles au travers d'un angle solide complet avec un détecteur mesurant la multiplicité des événements. Deux spectromètres de faible acceptance permettent l'identification de particules à mi-rapidité. L'accent est mis sur les mesures de multiplicité sur un large domaine en η et en p_T [Back 00].

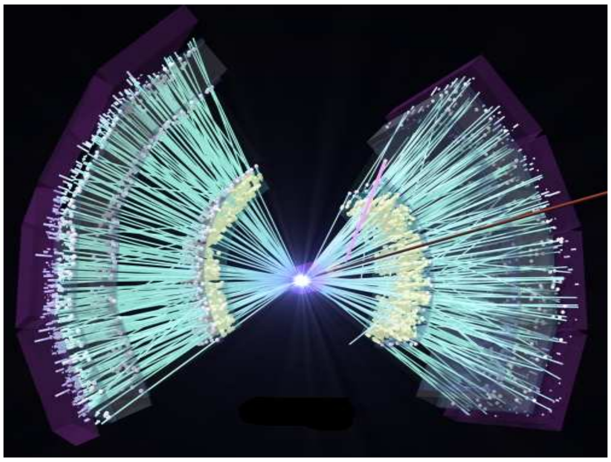


Figure 3.11 – Résultat d'un événement Au+Au dans PHENIX. Deux spectromètres à muons couvrent une région en pseudorapidité de $1.1 < |\eta| < 2.4$ et un angle azimutal $0 < \Phi < 2\pi$. Un spectromètre central avec deux bras et des sous-systèmes de *tracking* (détecteur à anneau cerenkov (RICH), chambre à projection temporelle (TPC) et détecteur de temps de vol (TOF)) couvrent $|\eta| < 0.35$. Avec ces détecteurs rapides et la faible acceptance couverte, l'accent est mis sur la détection de preuves rares, sur l'identification de hadrons et d'électrons [Morr 98].

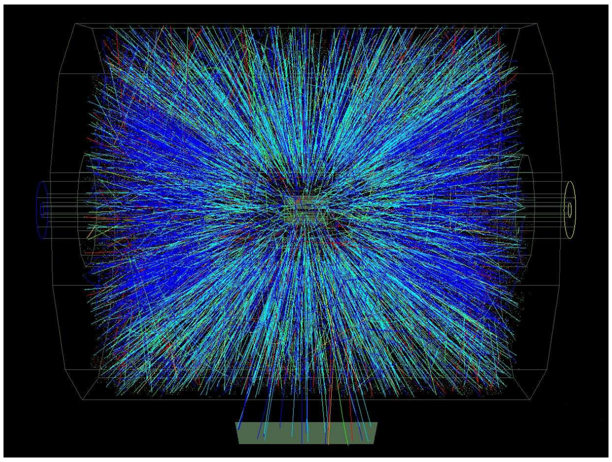


Figure 3.13 – Résultat d'un événement Au+Au dans STAR. Détecteur solénoïdal de large acceptance permettant l'identification et la reconstruction de traces sur un angle azimutal total ($|\phi| < \pi$), $|\eta| < 2.0$ et $2.5 < |\eta| < 4.0$. Les sous-systèmes incluent une chambre à projection temporelle (TPC), détecteur principal, deux *Forward* TPC (TPC à l'avant), des détecteurs de vertex au silicium, des calorimètres électromagnétiques et systèmes de déclenchement. L'accent est mis sur la mesure des caractéristiques globales de l'événement, sur la mesure de sondes hadroniques, sur l'identification de résonances et sur la mesure de fluctuations.

- Des collisions p+p à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}}$ = 200 GeV sont prévues à nouveau entre 2004 et 2006.

- Entre 2005/2006, une nouvelle prise de données à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}}$ = 62.4 GeV devrait avoir lieu pour augmenter nettement la statistique.

- Des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}}$ = 200 GeV sont prévues pour 2006/2007.

- Enfin, 2007/2008 sera dédiée aux collisions p+p à $\sqrt{s_{NN}} = 500$ GeV, énergie maximale accessible à RHIC pour les collisions p+p.

3.3 Le dispositif STAR → *Solenoidal Tracker At RHIC*

3.3.1 Caractéristiques générales

Le détecteur STAR a été construit pour étudier les propriétés d'une matière interagissant fortement sous des conditions extrêmes. STAR est capable d'étudier les collisions et leurs produits en utilisant un très grand nombre d'observables qu'elles soient relatives à des processus de physique dits "doux" (régimes non-perturbatifs) ou plus "durs" (régimes perturbatifs). Pour des collisions Au+Au par exemple, la très grande multiplicité des traces par événement permet d'extraire des observables globales comme la centralité, le plan de réaction, l'énergie transverse moyenne *etc.*.

La détermination de la multiplicité des particules en fonction de leur pseudorapidité est une des premières étapes de la détection. On utilise pour cela des détecteurs rapides servant de système de déclenchement (ils permettent de sélectionner une collision comme bon événement ou non et de maximiser l'information à enregistrer par événement) et de systèmes capables de déterminer la centralité de la collision. Nous présentons ces détecteurs ci-après (3.3.2). STAR dispose aussi de systèmes de déclenchement à niveau très élevé permettant la sélection en temps réel de processus rares comme les jets à haut p_T, les photons directs ou la production de J/Ψ. Notre analyse portant sur la détection de baryons doublement étranges, l'accent est mis dans cette partie sur les détecteurs nécessaires à leur mesure. Pour cela, le dispositif STAR est très bien équipé car initialement conçu pour la mesure de hadrons sur un très large angle solide. Ces sous-systèmes permettent une haute précision dans la reconstruction des traces et dans l'identification des particules. STAR a la particularité d'avoir une couverture azimutale complète. Par contre, sa couverture en rapidité est limitée.

Comme on peut le voir en coupe longitudinale sur la figure 3.14, STAR est construit autour d'une Chambre à Projection Temporelle (TPC) de grande acceptance ($0 \leq \phi \leq 2\pi$, $|\eta| < 1.4$) qui mesure les trajectoires des particules chargées. Ce détecteur est détaillé au paragraphe 3.3.3. La détection des trajectoires des particules est rendue possible près de la ligne du faisceau par un système de reconstruction de traces utilisant du silicium : le *Silicon Vertex Detector* (SVT) et le *Silicon Strip Detector* (SSD). Il permet d'améliorer la résolution en position sur les traces ainsi que la reconstruction des vertex secondaires des particules ayant une courte durée de vie. Nous avons pris le parti dans cette thèse de ne pas parler de ces détecteurs. Nous noterons uniquement que le SVT était présent lors de la prise de données 2001, mais toujours en développement. Il n'a donc pas été utilisé lors de l'analyse. De même, une partie du SSD était opérationnelle pour la prise de données à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}}$ = 62.4 GeV en 2003, mais ses données n'ont pas été utilisées pour l'analyse. Pour plus d'informations sur ces détecteurs, on pourra se référer à [Bell 03, Arno 03, Prop 99, RMP 00]

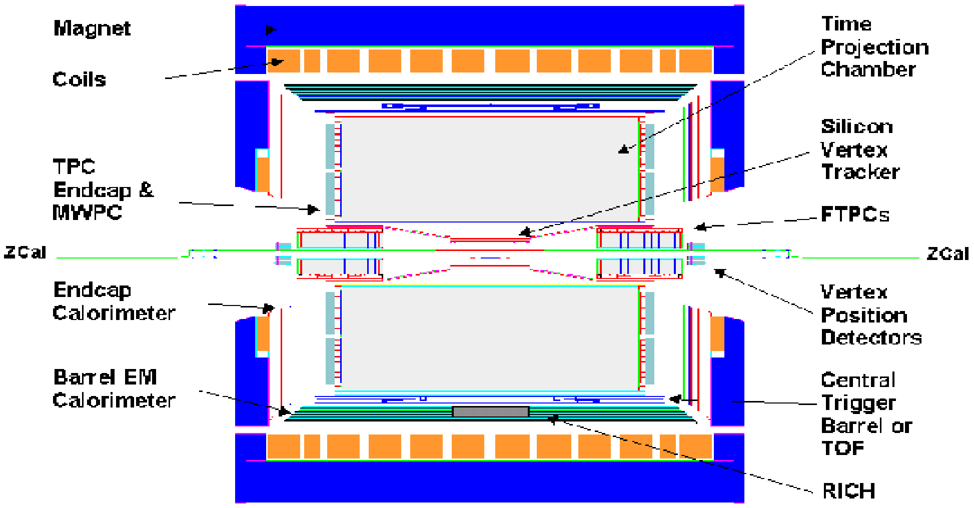


Figure 3.14 – Coupe longitudinale du détecteur STAR.

ou à des thèses précédentes [Ping 00, Suir 01]. À l'extérieur de la TPC, un *Barrel Electromagnetic Calorimeter* (BEMC) permet la mesure de particules interagissant de manière électromagnétique, des photons primaires et des électrons. Le domaine de pseudorapidité $2.8 \leq |\eta| \leq 3.8$ est couvert par les Chambres à Projection Temporelle à l'avant (*Forward* TPC). Les FTPC permettent également la mesure de particules chargées. Elles sont utilisées pour l'analyse en d+Au comme détecteur de centralité (cf. paragraphe 3.3.2.4). Les autres détecteurs de déclenchement précédemment énoncés (Calorimètres à Zéro Degré (ZDC) et Cylindre Central de Déclenchement (CTB)) seront aussi présentés (cf. paragraphe 3.3.2). L'ensemble de ces détecteurs (exceptés les ZDC) est plongé dans un champ magnétique de 0.5 T délivré par un aimant solénoïdal. Plus de détails sur le dispositif STAR sont consultables dans [Adle 03].

3.3.2 Dispositifs de déclenchement - Définir une centralité

Une des étapes essentielles dans les expériences de collision est de pouvoir décider de la validité des données prises par le détecteur en temps réel. Compte tenu de la fréquence et du nombre de croisements des paquets d'ions dans le détecteur, il faut pouvoir décider des événements à garder ou à rejeter en fonction des besoins que l'on s'était fixés initialement et des capacités d'analyse et de stockage dont on dispose. Les exigences en terme de déclenchement et de sélection d'événements sont d'ordres multiples. Le cas le plus basique est de demander si une collision s'est produite. C'est ce que l'on appelle un déclenchement de biais minimum (*minBias*). Mais on peut aussi envisager de demander un déclenchement en vue de la sélection de photons, d'électrons ou de jets. Ou encore rejeter toute collision dont la position du vertex primaire n'est pas suffisamment centrée dans le détecteur et ne permet pas une bonne mesure des traces des particules créées lors de la collision par la TPC car elles sortent de son domaine de couverture. Outre le déclenchement, on doit pouvoir disposer également d'une information sur le degré de centralité d'une collision et faire des sélections par tranches de centralité.

3.3.2.1 ZDC → Zero Degree Calorimeters (Calorimètres à Zéro Degré)

Une collision inélastique d'ions lourds non centrale s'accompagne de l'émission de protons et neutrons de haute énergie ne participant pas à la collision dans de petits angles (∼2 mrad) par rapport à l'axe du faisceau. La fonction des deux calorimètres hadroniques à zéro degré (ZDC) de RHIC est de détecter les neutrons spectateurs [Adle 00]. L'énergie totale mesurée dans les ZDC est proportionnelle à la multiplicité des neutrons spectateurs qui est corrélée à la géométrie d'un événement (extraction du paramètre d'impact / centralité). De plus, ces détecteurs sont utilisés comme système de déclenchement pour le détecteur STAR. Ils contribuent à la détermination de la luminosité (proportionnelle au nombre de paquets d'ions par faisceau et au nombre d'ions par paquets) et à l'estimation de la centralité de chaque collision.

Les ZDC sont centrés entre les tubes de faisceau à 18 m de part et d'autre du point d'interaction et ont une acceptance angulaire de ∼2.5 mrad. Comme le montre la figure 3.15 (A), les ZDC se situent juste après les deux dipôles magnétiques DX qui ont pour but premier de focaliser les deux faisceaux d'ions dans un même tube pour provoquer leur collision. Les particules créées éclatent dans le plan transverse de la réaction. Certains des ions lourds n'ayant pas interagi continuent leur chemin et sont à nouveau déviés par l'aimant en sortie cette fois qui les dirige dans un des deux tubes de faisceau. Les nucléons spectateurs de la collision issus des ions qui ont en partie interagi sont exploités par les ZDC. Seuls les neutrons non chargés poursuivent leur course le long de l'axe du faisceau et sont mesurés par les ZDC. Les protons, eux, sont déviés par les aimants DX. Cette déviation est schématisée sur la figure 3.15 qui montre un plan en coupe suivant A-A de la position des tubes de faisceau, d'un ZDC et les positions respectives des protons, neutrons et ions d'or. Ces calorimètres hadroniques exploitent l'énergie déposée par lumière Cerenkov émise par les gerbes électroniques et hadroniques nées de l'interaction des neutrons incidents dans le tungstène les constituant. Le rayonnement est traité par des photomultiplicateurs.

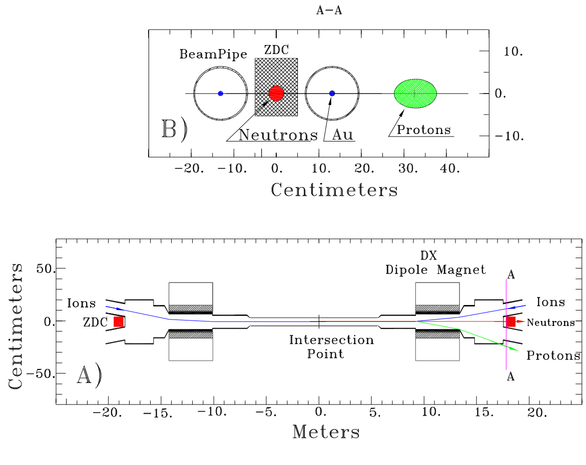


Figure 3.15 – (A) Vue en coupe de la région de collision et de l'emplacement des ZDC et (B) représentation schématique en coupe suivant A-A au niveau d'un ZDC montrant les neutrons dans un ZDC, la déflexion subie par les protons et les deux tubes de faisceaux.

Avec une résolution temporelle meilleure que 200 ps, les mesures en coïncidence des ZDC sont utilisées comme dispositif de déclenchement et permettent de déterminer la position du vertex primaire à 3 cm près. L'exploitation de ce détecteur par les quatre expériences du RHIC permet d'avoir un contrôle général sur leur bon déroulement, un suivi commun de la luminosité ainsi qu'un moyen de mesure commun du paramètre d'impact.

3.3.2.2 CTB → Central Trigger Barrel (Cylindre central de déclenchement)

STAR peut également sélectionner des événements en temps réel par une mesure de la multiplicité des particules chargées à mi-rapidité. C'est le rôle qui est joué par un ensemble de tuiles scintillantes arrangées en cylindre et constituant le cylindre central de déclenchement (CTB). Dès que les particules chargées créées lors de la collision traversent une tuile du CTB, elles génèrent une lumière scintillante collectée par un photomultiplicateur qui est ensuite numérisée. L'amplitude du signal de sortie est proportionnelle au nombre de particules ayant traversé la tuile. Ce détecteur est très rapide ($\sim$260 ns) et associé au signal de ZDC, il permet de définir la centralité d'un événement et de déclencher uniquement l'enregistrement d'un domaine de centralité donnée. Ce dernier est constitué de 240 lattes de scintillateur plastique. Le CTB de 4m de long, couvre un angle azimutal de $0 \leq \phi \leq 2\pi$ et un domaine de pseudorapidité de $-1 \leq \eta \leq 1$ [TrigSTAR 03].

3.3.2.3 Déclenchement et sélection d'événements

- **Les niveaux de déclenchement**

Le dispositif STAR dispose de plusieurs niveaux dans le système de déclenchement pour lancer, par exemple, l'enregistrement des données. Le premier niveau de déclenchement appelé niveau 0 (L0) utilise les ZDC et CTB ainsi que l'horloge interne du RHIC qui détermine la position du paquet d'ions dans les tubes de faisceau. Les collisions de paquets d'ions en Au+Au ayant lieu environ toutes les 100 ns. Puis, il faut moins de 200 ns aux ZDC pour transmettre l'information au système électronique. La sélection des événements *minBias* est déclenchée quand il y a coïncidence des signaux mesurés par les ZDC Est et Ouest au-dessus d'un seuil fixé et si ces signaux proviennent du même croisement de paquets d'ions. Le seuil est réglé de façon à pouvoir détecter des neutrons spectateurs individuels. STAR dispose de trois autres niveaux de déclenchement qui utilisent pour le premier, le temps de dérive des électrons dans la TPC ($\sim 40\ \mu$s), le deuxième, le temps de digitalisation des données de la TPC ($\sim$8 ms) et le dernier qui peut se produire 10 ms après une collision [TrigSTAR 03].

- **Sélection d'un événement : corrélation entre ZDC et CTB**

Pour les événements *minBias* sélectionnés avec le dispositif ci-dessus, l'efficacité de détection des nucléons va au delà de 99%. En revanche, dans le cas de collisions plus centrales où peu de nucléons spectateurs s'échappent dans les calorimètres, l'efficacité chute. C'est pour cela que l'on utilise, en plus, le CTB dont un fort signal indique une haute multiplicité à mi-rapidité. Le seuil des ZDC a été réglé de telle sorte que si un seul nucléon touche le calorimètre alors on a un signal acceptable en sortie. Pour les collisions centrales que nous avons analysées dans cette thèse, le seuil du CTB a été réglé de façon à accepter les multiplicités les plus élevées qui représentent environ 10% de toutes les multiplicités.

Sur la figure 3.16, nous avons représenté la corrélation entre la somme des signaux mesurés par les deux ZDC et la multiplicité mesurée par le CTB pour une sélection d'événe-

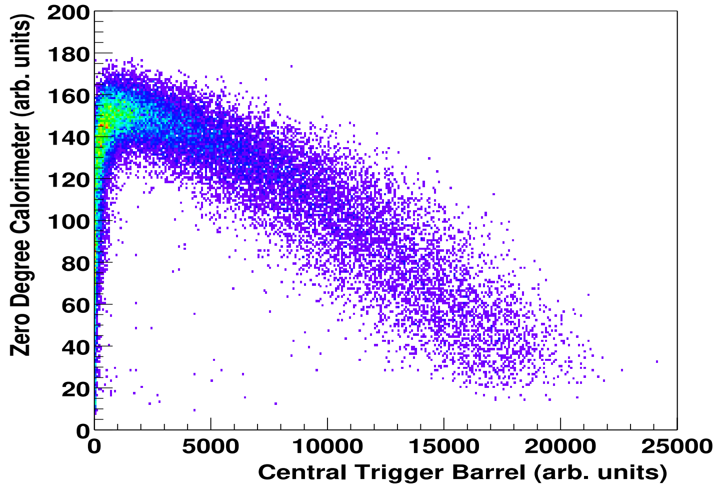


Figure 3.16 – Distribution de la réponse des ZDC en fonction de celle du CTB pour des collisions Au+Au *minBias* à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV.

ments *minBias*. On note : (1) aux fortes multiplicités du CTB correspond un faible nombre de neutrons détectés dans les ZDC, ce qui est caractéristique des collisions centrales ; (2) plus la multiplicité dans le CTB diminue, plus le nombre de neutrons augmente dans les ZDC (collisions de plus en plus périphériques) ; (3) à très basse multiplicité donc à grand paramètre d'impact, le nombre de neutrons détecté dans les ZDC devient également faible car les neutrons se dissocient moins nettement de la portion du noyau n'ayant pas interagi et sont donc déviés par les aimants car entraînés par les protons du noyau.

3.3.2.4 FTPC → Forward Time Projection Chamber

Nous avons pris le parti de décrire les FTPC car nous avons utilisé ces détecteurs pour déterminer le degré de centralité des collisions d+Au. Il ne s'agit pas de la fonction première de ces détecteurs construits pour augmenter la couverture de l'espace des phases de l'expérience STAR. Elles couvrent un domaine de pseudorapidité de $2.5 < |\eta| < 4.0$ de part et d'autre du point d'interaction sur la ligne de faisceau où s'échappe un grand nombre de particules sous un faible angle. Elles permettent de mesurer les impulsions et les taux de production des particules chargées positivement et négativement ainsi que les particules étranges neutres. L'augmentation de l'acceptance de STAR améliore les caractéristiques générales d'un événement et permet d'étudier des systèmes asymétriques de type d+Au.

Le détecteur final est représenté sur la figure 3.17[Schu 99, Acke 04]. C'est une structure cylindrique de 75 cm de diamètre et 120 cm de long remplie d'un mélange gazeux Ar(50%), CO_2(50%) avec un champ à dérive radial et des chambres de lecture situées sur 5 anneaux extérieurs à la surface cylindrique du détecteur. La configuration à dérive radiale permet la séparation de deux traces dans une région proche de la ligne de faisceau où la multiplicité est plus importante. La cage du champ magnétique est constituée par l'électrode HV interne, un tube de plastique fin métallisé et la paroi extérieure du cylindre mis au potentiel de la terre. Les deux extrémités du cylindre sont fermées par une structure plane d'anneaux concentriques en alumi-

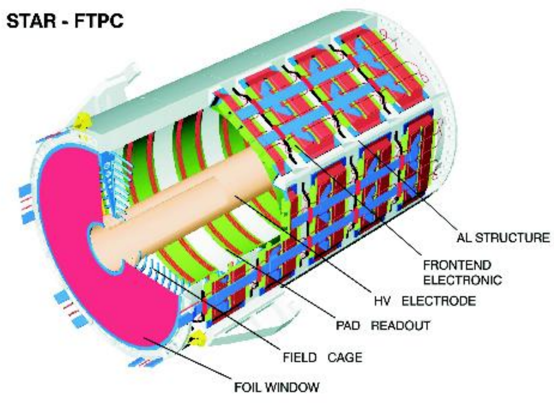


Figure 3.17 – Représentation schématique d'une des deux FTPC du dispositif STAR

nium. Une particule chargée traversant les FTPC peut laisser jusqu'à 10 points de mesure ce qui permet de remonter à la trajectoire d'une trace mais également à son identification par la mesure de sa perte d'énergie. Cependant l'identification est plus difficile que dans la TPC car l'impulsion moyenne des particules est plus élevée. Chaque électron issu de l'ionisation du gaz de la chambre dérive jusqu'aux fils d'anode situés sur les chambres de lecture et les signaux induits sont lus par 9600 *pads* sur les cathodes adjacentes. Ce concept de TPC est peu commun car les électrons dérivent dans un champ radial perpendiculaire au champ magnétique solénoïdal de STAR. Les chambres de lecture courbes sont utilisées pour garder le champ radial aussi pur que possible. On attend une séparation à deux traces de 1 à 2 mm, soit une précision d'un ordre de grandeur meilleure que celle obtenue avec des TPC utilisant des *pads* pour la lecture. Nous y revenons dans le paragraphe suivant sur la TPC. En raison du temps de dérive dans le gaz et du temps de collecte du nuage d'électrons provenant d'une trace, relativement longs, un temps de formation d'information de 350 ns est utilisé. L'acquisition se fait à 5 MHz.

3.3.3 Le détecteur principal de STAR : la TPC

3.3.3.1 Principe

Chaque événement central dans STAR produit plus de 1000 particules primaires par unité de pseudorapidité, particules d'impulsion transverse moyenne de 500 MeV/c. Un grand nombre de ces particules est susceptible d'interagir avec les matériaux constituant le détecteur ou de subir une désintégration du fait de leur courte durée de vie. Ces deux phénomènes donnent lieu à la formation d'un flux de particules secondaires très important. L'objectif est de détecter et d'identifier à la fois ces particules primaires et secondaires. Cette lourde tâche est réalisable grâce au **cœur de STAR : sa Chambre à Projection Temporelle**. Elle est capable d'enregistrer les traces des particules, de mesurer leur impulsion et d'identifier les particules associées à ces traces en mesurant leur perte d'énergie par ionisation (dE/dx). **La TPC est donc un détecteur de trajectographie et d'identification de particules.**

La TPC de STAR est représentée sur la figure 3.18 [TPC 99, TPC 03]. Plongée dans un

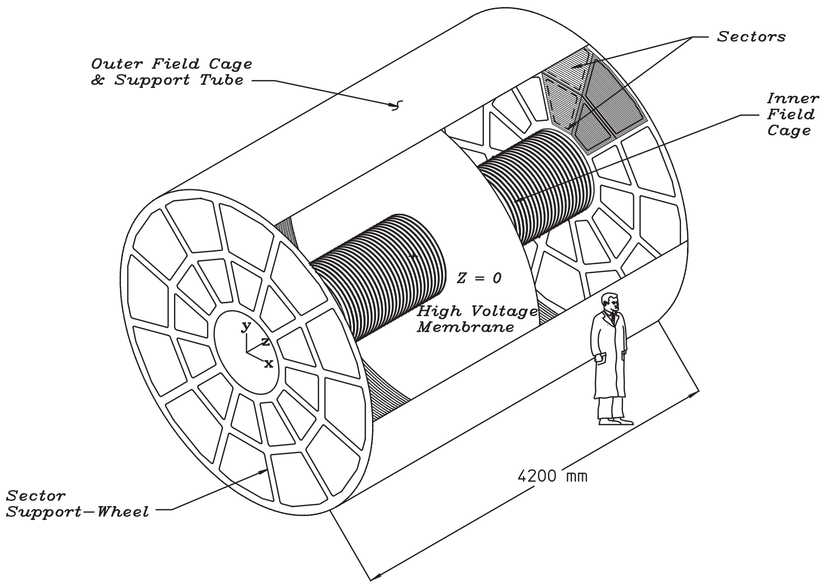


Figure 3.18 – Représentation schématique de la TPC de STAR.

important champ magnétique solénoïdal de 0.5 T, elle mesure 4.2 m de long et 4 m de diamètre. Au niveau de son rayon interne de 0.5 m, elle couvre un domaine en pseudorapidité de $\eta = \pm 2$ alors qu'au niveau de son rayon externe de 2 m, sa couverture est de $\eta = \pm 1$. En revanche, **ce détecteur a une couverture azimutale complète**. Son volume est rempli d'un gaz et l'ensemble baigne dans un champ électrique uniforme, très bien défini. Le passage des particules à travers le gaz ionise ce dernier. Des électrons secondaires issus de l'ionisation dérivent jusqu'aux extrémités de la TPC où le signal est traité par l'électronique de lecture. Le champ électrique uniforme nécessaire pour une dérive uniforme des électrons dans la chambre est défini par l'association de la fine membrane centrale (CM) conductrice au centre de la TPC, des deux cylindres internes et externes délimitant la cage du champ sur toute la longueur de la TPC et aux deux extrémités par les secteurs de lecture (bouchons de la TPC). La formation d'un champ électrique uniforme est critique car la reconstruction des traces demande une précision inférieure au millimètre alors que les électrons dérivent sur au plus 2.1 m. Le système de lecture est constitué des chambres proportionnelles multifilaires (MWPC = *Multi-Wire Proportional Chambers*) avec *pads* de lecture. Le détecteur est capable de mesurer les trois coordonnées d'espace de chacun des points d'ionisation et de remonter à une trace en associant jusqu'à 45 points. Nous revenons à présent sur chacun des points brièvement présentés ci-dessus.

3.3.3.2 Gaz, champ électrique et dérive des électrons

Le gaz de la TPC est du P10 (10% méthane, 90% Argon) maintenu à pression atmosphérique + 2 millibars. La légère surpression est utilisée pour prévenir d'éventuelles impuretés présentes dans le laboratoire en évitant leur mélange au gaz. Le gaz est en permanence nettoyé des impuretés électronégatives susceptibles de capturer les électrons et de réduire l'efficacité du détecteur. Il est choisi de telle sorte que l'atténuation des électrons lors de leur dérive soit faible.

La position en r, ϕ des points d'ionisation étant donnée par la position en r, ϕ des e^- de dérive, il est primordial que ces derniers ne subissent pas de diffusion transverse, ni de diffusion longitudinale pour assurer une séparation à deux traces suffisante. Il faut, pour cela, que les e^- aient une vitesse de dérive constante jusqu'aux *pads* de lecture. Cette condition est assurée par l'application d'un champ électrique le plus uniforme possible dans la chambre. Il est formé entre la membrane centrale en kapton portée à -31 kV et les deux extrémités de la TPC connectées à la terre, le volume utile pour la trajectographie étant divisé en deux parties cylindriques centrées sur l'axe du faisceau. L'uniformité du champ est assurée par le positionnement régulier de résistances le long des cylindres interne et externe délimitant la cage du champ électrique pour harmoniser la chute de tension. Dans ces conditions, les électrons dérivent avec une vitesse de 5.44 ± 0.01 cm/μs.

3.3.3.3 Amplification et chambres de lecture

En fin de dérive, les e^- arrivent au niveau des extrémités de la TPC où ils sont détectés par les MWPC à *pads* de lecture.

Le premier élément que les e^- rencontrent est la grille-porte (*gated grid*). Elle permet de ne garder que les événements sélectionnés lors du déclenchement. Quand un signal de déclenchement est reçu, il lui faut 200 ns pour s'ouvrir sous l'effet d'un tension de 110 V et elle est alors transparente au passage des e^- de dérive. Fermée et portée alternativement aux tensions ± 75 V, elle permet de collecter les e^- de dérive et les ions positifs ($P10^+$) issus de la précédente lecture. Ensuite, les e^- traversent la grille "bouclier" (*shield grid*), mise au potentiel de la terre. Elle marque la fin de la dérive de ces derniers. Ils ne terminent pas leur course au niveau exactement de cette grille car un plan de fils d'anode porté à un très fort potentiel est positionné à 2 mm après la grille "bouclier". L'utilité de cette grille est double : (1) elle réduit l'induction de charge sur le plan de *pads* ; (2) elle collecte les ions positifs créés près des fils d'anode.

Les fils d'anode portés à un très fort potentiel positif (1170 V côté plan intérieur et 1390 V côté plan extérieur) entraînent l'accélération rapide des e^- dans cette région suivie d'une avalanche d'ionisation. Pour un e^- de dérive, on compte environ 1000 à 3000 e^- créés. La collecte principalement des e^- secondaires issus de l'avalanche est assurée par la lecture capacitive sur des cellules élémentaires de détection, les *pads*, qui se trouvent sur le circuit imprimé après l'anode sur les plans interne et externe de la TPC.

3.3.3.4 Perte d'énergie, impulsion et coordonnées

L'ensemble d'un plan de *pads* interne, d'un plan de *pads* externe et du système de grilles constitue un secteur de la TPC représenté sur la figure 3.19. Chaque surface de lecture placée en bout de TPC est constituée de 12 secteurs de ce type. Les fils du plan d'anode ont été positionnés de manière à déterminer au mieux les impulsions des particules aux plus hautes impulsions transverses, c'est-à-dire qui s'échappent radialement et quasiment en ligne droite du point d'interaction. La meilleure façon de mesurer les traces à haut p_T est de positionner les fils perpendiculairement à leur course en ligne droite car la résolution en impulsion des anodes est meilleure le long de ces dernières. Si elles avaient été positionnées parallèlement aux traces de hauts p_T, la résolution aurait été limitée à 4 mm, distance séparant deux fils d'anode. Sur chaque secteur, les *pads* sont arrangés en lignes ; le secteur interne en comporte 13 et le secteur externe 32 (figure 3.19). Les *pads* des secteurs internes mesurent 2.85 mm x 11.5 mm et ont été choisis pour fournir la meilleure séparation à deux traces dans une région où la densité est très importante (particules de

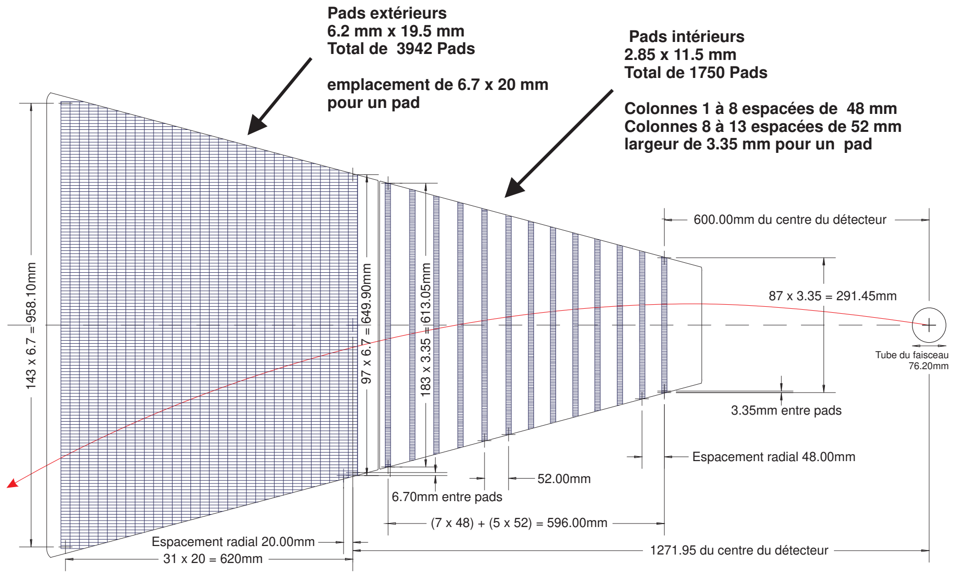


Figure 3.19 – Schéma d'un secteur de la TPC. Les *pads* y sont représentés dans les parties interne et externe du secteur.

basse impulsion). Les *pads* des secteurs externes sont plus grands (6.2 mm x 19.5 mm) car la densité de traces dans les hautes impulsions est plus faible. En revanche, ces derniers couvrent la totalité de l'espace disponible ce qui rend meilleure l'identification des traces par leur perte d'énergie (dE/dx). Les MWPC étant des chambres proportionnelles, le nombre d'électrons secondaires arrivant sur l'anode est directement proportionnel au nombre d'électrons primaires produits dans la TPC. La somme des charges collectées par les *pads* constitue une mesure indirecte de la perte d'énergie laissée par la particule lors de son passage dans le détecteur. Les dimensions des *pads* ont été optimisées pour avoir la meilleure résolution en impulsion perpendiculairement à une trace "dure". La largeur d'un *pad* le long de la direction d'un fil est choisie de telle sorte qu'une charge induite d'un point d'avalanche depuis le fil partage la plus grande part de son signal avec au plus 3 *pads*.

Ainsi, le *pad* qui présentera le signal le plus important avec deux de ses voisins donnera une première information sur les coordonnées en r et ϕ de l'un des points d'ionisation du gaz dans la chambre par la traversée d'une particule chargée. Les secteurs seuls de la TPC ne donnent qu'une information sur les coordonnées dans le plan transverse des points d'ionisation. Pour récupérer la coordonnée suivant z, la mesure du temps de dérive des e^- est déterminée. Au total, chaque secteur globalise 5690 *pads* soit 24 x 5690 voies de lecture. Ceci permet de décrire le volume de la TPC avec environ 70.10^6 pixels.

Partie II

Technique d’analyse de la production des baryons doublement étranges et premiers résultats

CHAPITRE 4

Techniques de reconstruction des Ξ^- et des $\bar{\Xi}^+$ dans STAR

Le Gorgebleue à miroir
Luscinia svecica

Ce chapitre est consacré à la description des étapes de notre analyse pour l'identification des Ξ. Le point de départ de cette dernière est la reconstruction et l'identification des traces laissées dans la TPC par le passage des particules chargées pions (π^- et π^+), protons (p) et antiprotons ($\bar{\mathrm{p}}$) pour une analyse sur les Ξ^- et $\bar{\Xi}^+$. Nous présentons tout d'abord comment à partir des points laissés dans la TPC par le passage des particules chargées, il est possible d'extraire de l'information sur les traces donc sur les particules responsables de l'ionisation. Une fois les traces reconstruites et identifiées, il s'agit de remonter aux particules qui leur ont donné naissance par désintégration. C'est ce dont nous discutons ensuite en introduisant la notion de vertex de désintégration. La recombinaison des impulsions des particules filles permet de remonter à la masse invariante de la particule mère qu'il s'agit ensuite de "nettoyer" des mauvaises combinaisons pour extraire un signal de Ξ le plus propre possible. Cette purification du signal a été réalisée en imposant un certain nombre de coupures géométriques sur les traces utilisées pour la reconstruction. Finalement, de la masse invariante purifiée reconstruite, un premier ensemble de résultats est obtenu dont nous pouvons d'ores et déjà extraire de l'information physique sur le système formé au RHIC. Pour pouvoir aller au-delà dans l'interprétation des résultats, il sera nécessaire de corriger les résultats bruts des défauts introduits à la fois par le détecteur STAR qui n'est pas parfait et par la reconstruction présentée dans ce chapitre. La correction des données sera détaillée dans le chapitre suivant.

4.1 Reconstruire un événement global dans STAR

Dans cette partie, nous discutons de la façon dont la reconstruction des données réelles est réalisée dans la TPC.

Précédemment, nous avons vu que lorsqu'une particule traverse la TPC, elle ionise le gaz tout au long de son parcours. Les électrons résultant de cette ionisation dérivent sous l'effet du champ électromagnétique vers les secteurs de la TPC. Le flux continu d'ionisation est enregistré au niveau des *pads* de lecture en pixels. Deux coordonnées d'espace de chaque point d'ionisation sont données par la position des secteurs des *pads* où le signal a été induit, la 3^{e} est donnée par le temps de dérive des électrons et positrons. Comme nous l'avons vu, la TPC a la capacité de traiter environ 70 millions de pixels. Le rôle d'un algorithme de reconstruction est de réduire au maximum cette information en la classant du mieux possible en commençant par déterminer des quantités physiques comme les coordonnées de points d'espace. Puis l'information peut être à nouveau réduite en cherchant à associer ces points en trace et en essayant de relier certaines traces entre elles pour remonter à la détermination de vertex de désintégration.

La reconstruction débute par l'examen détaillé de l'information pixelisée de chaque secteur indépendamment pour déterminer la position à laquelle une particule chargée a traversé la chambre. Par la suite, nous qualifierons simplement les "points d'ionisation" de "points". Un algorithme de reconstruction est utilisé ensuite pour faire le lien entre les différents points d'ionisation bruts identifiés pour reconstruire les trajectoires des particules à travers le volume de la TPC. L'information extraite de l'ionisation et de la topologie de la trace renseigne alors sur l'identité de la particule. Nous présentons chacun de ces points plus en détail.

4.1.1 Reconstruction des points d'ionisation

La première étape de la reconstruction consiste à traduire en coordonnées d'espace les données brutes des points de mesure et à les séparer au mieux. Leur séparation, primordiale pour la reconstruction, est réalisée par l'algorithme de reconstruction des *clusters*.

Un *cluster* est défini comme un groupe de pixels contenant de l'information provenant d'une même trace. Cet algorithme utilise un repère local où l'axe x est tangent à la ligne de *pads*, l'axe y est l'axe radial perpendiculaire à la ligne de *pads* et l'axe z correspond à l'axe du faisceau. En regardant une ligne de *pads* donnée, l'algorithme de clusterisation commence par classer les pixels en fonction du temps d'arrivée de l'information sur chacun d'eux en ne gardant que des signaux ayant passé un certain seuil. L'algorithme cherche tous les pixels proches dans cet espace à deux dimensions (temps/coordonnée en x) créant ainsi des *clusters*. L'algorithme recherche alors ceux qui ne contiennent qu'un seul point. Dans ce cas, le signal sera associé à une trace donnée et les coordonnées du point en (x,y,z) sont parfaitement déterminées. Si le *cluster* contient plusieurs points, l'algorithme cherche s'il y a plusieurs maxima locaux au sein du *cluster*. S'il en trouve, il déconvolue le *cluster* en points individuels et affecte à chaque point ainsi séparé ses coordonnées d'espace en (x,y,z). On comprend ici que cette étape de séparation des *clusters* en points est primordiale pour la séparation de deux traces dans l'étape suivante ainsi que pour la mesure de l'énergie déposée par chaque particule.

4.1.2 Reconstruction des traces

L'algorithme de reconstruction des traces a la lourde tâche d'assembler les points précédemment identifiés en traces et est chargé de déterminer l'impulsion associée à chacune d'elles. L'efficacité de reconstruction des traces et la résolution en impulsion sont essentielles pour que l'analyse puisse se poursuivre.

4.1.2.1 *Trajectographie dans la TPC*

Les algorithmes de trajectographie débutent la reconstruction des traces par la sélection d'une portion de trace en regroupant des points, proches les uns des autres, dans les lignes de *pads* les plus externes de la TPC, car la densité de traces y est plus faible qu'à proximité du point de collision. Par conséquent, l'association est plus aisée. Disposant d'une première portion de trace, l'algorithme se place alors à l'extrémité intérieure (par rapport au centre de la TPC) et extrapole linéairement la portion de trace sur laquelle il travaille tangentiellement à la courbure de cette dernière. Pour chaque nouvelle ligne de *pads* traversée, il cherche un point proche de l'extrapolation. S'il en trouve un, il l'associe à la portion de trace, puis il réitère le processus. Au fur et à mesure de la reconstruction, les points qui sont ajoutés aux segments de droites sont supprimés de la collection de points de la TPC pour ne pas les compter plusieurs fois. Ce processus est suivi pour tous les segments de traces initiaux.

L'étude suivante de la reconstruction consiste à extrapoler les nouveaux segments ainsi formés vers l'intérieur et vers l'extérieur de la TPC, soit pour leur associer des nouveaux points, soit pour les relier entre eux. Cette extrapolation consiste, en fait, à paramétriser chaque segment par une trajectoire hélicoïdale. Les particules chargées, alors qu'elles traversent la TPC sont supposées suivre une trajectoire en hélice sous l'effet du champ magnétique. Cette trajectoire hélicoïdale est paramétrisée par les équations 4.1 et 4.2 et représentée sur la figure 4.1 :

$$x = x_0 + R\,(\cos(\Phi(s)) - \cos(\Phi_0(s))) \tag{4.1}$$

$$y = y_0 + R\,(\sin(\Phi(s)) - \sin(\Phi_0(s))) \tag{4.2}$$

où R est le rayon de courbure, $\Phi = \psi + \pi/2$, $\Psi(s) = \Psi - (s/R) * \cos(\lambda)$ et s l'abscisse curviligne de l'hélice. Avec cette description plus fidèle de la trajectoire, si un point encore non associé se trouve à proximité d'une trajectoire, il lui est associé. Généralement, les traces de faible courbure (d'assez grande impulsion : p_T >1 GeV/c) sont formées d'un seul segment. Les traces de plus grande courbure (faible impulsion) sont reconstruites par association de morceaux de segments reconstruits. Une fois les traces reconstruites dans la TPC, il est alors possible d'extraire leur caractéristique cinématique, c'est-à-dire d'extraire leur impulsion.

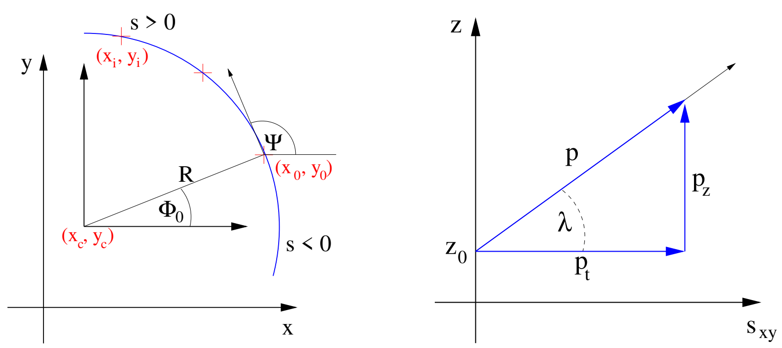


Figure 4.1 – Ensemble des paramètres nécessaires à la définition de la trajectoire sous forme d'hélice d'une trace dans le plan transverse (x,y) et dans le plan (z,S_{xy}).

4.1.2.2 Ajustement des traces

L'étape suivante consiste à déterminer les caractéristiques cinématiques des traces, c'est-à-dire leur impulsion. Les hélices reconstruites ainsi que leurs paramètres sont réajustés par la méthode de Kalman [Liko 94, Saul 00]. Cette méthode prend en compte à la fois les diffusions coulombiennes multiples et la perte d'énergie dans le gaz.

Dans un premier temps, cette méthode est utilisée pour filtrer les traces reconstruites. Ces dernières sont parcourues depuis les lignes de *pads* les plus externes et extrapolées à l'intérieur du dispositif. Tout au long du parcours, les distances entre les points associés à la trace sont calculées et testées. Les points oubliés sont ajoutés, d'autres sont rejetés car finalement jugés trop loin de la paramétrisation de l'hélice.

Dans un deuxième temps, point par point le long de la trajectoire définitive de l'hélice, l'algorithme détermine l'impulsion de la particule en utilisant le rayon de courbure R et la courbure signée c qui sont directement reliés à leur impulsion transverse (p_T) (GeV/c) et au champ magnétique B (KG) par les relations 4.3 :

$$\mathrm{R} = \frac{1}{\mathrm{c}} \quad \text{et} \quad \mathrm{c} = \mathrm{K}\,\frac{\mathrm{q\,B}}{\mathrm{p_T}} \tag{4.3}$$

avec q ayant pour unité celle de la charge du proton et K = 0.000299 pour avoir un rayon de courbure en cm. Les paramètres des hélices (x_0, y_0, λ, Φ_0, c) sont obtenus en effectuant deux ajustements simultanés dans le plan de courbure (s,z) (dans ce plan, la trajectoire de la trace est rectiligne) et dans le plan transverse (x,y) (dans ce plan, la trajectoire de la trace est circulaire) comme indiqué sur la figure 4.1. Le paramètre λ n'est rien d'autre que l'angle θ utilisé pour définir la pseudorapidité ($\lambda = p_z/p_T$) et est mesurable tout au long de la trajectoire.

4.1.2.3 Traces globales

La dernière étape de la reconstruction consiste à prendre en compte tous les autres détecteurs de trajectographie comme le SVT ou le SSD. Les traces reconstruites dans la TPC sont extrapolées vers les couches plus internes des détecteurs de vertex afin de tenter de leur associer les points d'impact reconstruits dans les modules en silicium du SSD ou(et) du SVT. Si traces et points semblent se correspondre, alors le point doit être ajouté à la trace. L'hélice à nouveau peut être réajustée et on obtient une meilleure résolution en position. Cela améliore nettement la résolution sur la position du vertex primaire de l'événement. Les traces finalement reconstruites de cette façon sont qualifiées de **traces globales**. Étant donné que les fichiers utilisés pour l'analyse n'incluaient pas de traces reconstruites avec l'information des SVT et SSD, les traces de notre étude, celles de la TPC, sont également qualifiées de traces globales.

4.1.2.4 Perte d'énergie des traces → identification

En plus de la forme des traces, nous utilisons également leur perte d'énergie par unité de longueur ($\frac{dE}{dx}$) dans la TPC pour identifier la nature des particules qui leur ont donné naissance.

À chaque fois qu'une particule ionise le gaz de la TPC, les électrons de dérive nous donnent accès à l'énergie déposée entre deux points d'ionisation. Au maximum, une trace peut laisser 45 points d'ionisation dans la TPC, soit 45 mesures de $\frac{dE}{dx}$ par trace. Ces 45 mesures suivent une distribution de probabilité de Landau qui a la particularité d'avoir une queue qui tend très lentement vers zéro. Cela signifie expérimentalement que la dispersion par rapport à la valeur moyenne de la distribution est très grande (infinie en théorie).

STAR a donc choisi de s'affranchir des valeurs les plus élevées de $\frac{dE}{dx}$ pour ne garder que 70% des valeurs d'ionisation les moins élevées. Finalement, pour chaque trace, la valeur moyenne de la distribution tronquée est calculée et caractérise ainsi la trace. Pour chacune des traces reconstruites, on peut donc dresser une cartographie telle que celle représentée sur la figure 4.2, où a été représentée la perte d'énergie de chaque trace des particules chargées négativement pour une valeur d'impulsion totale donnée.

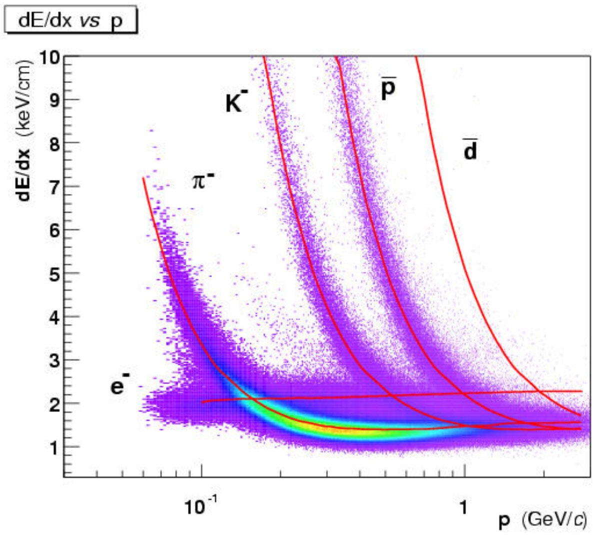


Figure 4.2 – Perte d'énergie par unité de longueur dans la TPC en fonction de l'impulsion totale. C'est la valeur moyenne de la perte d'énergie tronquée à 70% qui a été représentée sur cette figure. Les courbes représentent les calculs théoriques de Bethe-Bloch.

On constate qu'aux faibles impulsions, les pions ont une perte d'énergie supérieure à celle des électrons qui sont dans la région de saturation. La bande des pions traverse celle des électrons à une impulsion d'environ 150 MeV/c et atteint un minimum autour de 300−400 MeV/c. Même si les pions se superposent aux kaons et aux protons vers 1 GeV/c, un pic est toujours discernable jusqu'à environ 750 MeV/c du fait de la grande statistique dont nous disposons sur les pions. En ce qui concerne les protons, la figure 4.2 montre qu'avec la TPC, on peut mesurer un signal de protons jusqu'à environ 1 GeV/c. Cependant la mise en place de nouveaux détecteurs comme le ToF au sein du dispositif a permis d'accroître nettement ce domaine d'étude. Ces modifications technologiques dans STAR sont en cours de développement.

Les courbes sur la figure 4.2 représentent les calculs théoriques de Bethe-Bloch [Hagi 02]. Plus récemment, l'estimation de la perte d'énergie a été améliorée par la fonction de Bichsel [Bich]. Le long de ces courbes, à une impulsion donnée, l'écart de la mesure du $\frac{dE}{dx}$ à la valeur théorique se répartit suivant une distribution de type gaussienne. Cet écart ou encore le nombre de déviations standard (en sigmas) sera utilisé dans la suite de notre étude pour la sélection de particules. Cela constitue une coupure potentielle pour l'analyse.

4.1.3 Reconstruction du vertex primaire de désintégration

Suite à la reconstruction des traces globales des particules chargées, c'est le **vertex primaire** de la réaction qui est déterminé. Il correspond au point central où a lieu l'interaction. Sa position dans l'espace (x,y,z) est extraite à partir des traces globales reconstruites en trois étapes :

(1) Détermination de la position du vertex dans le plan transverse :

> C'est dans ce plan que sa position est la mieux définie avec un RMSX ou RMSY d'environ 0.5 mm contre un RMSZ d'environ 90 cm le long de l'axe du faisceau. Sa position y est déterminée par la position nominale du faisceau donnée par la reconstruction préliminaire des événements.

(2) Détermination de la position du vertex suivant l'axe du faisceau :

> L'incertitude sur cette position est grande. Une première estimation est obtenue en extrapolant l'ensemble des trajectoires des traces globales et en déterminant leur Distance de plus Courte Approche (DCA) (ou Distance de Moindre Approche) avec l'axe nominal du faisceau. Chaque trace aura ainsi un point de DCA avec l'axe du faisceau. En première approximation, c'est la valeur de la coordonnée z du point de DCA de chaque trace qui revient le plus souvent qui est gardée.

(3) Finalement les trajectoires des traces globales sont extrapolées vers ce point et une minimisation de la somme des DCA est effectuée par la méthode du χ^2. La méthode de minimisation ainsi appliquée est incorrecte car parmi les traces globales considérées, un grand nombre d'entre elles sont nées de la désintégration de particules issues du vertex primaire. Par conséquent, ces traces ne proviennent pas du vertex primaire donc doivent être exclues de la minimisation (typiquement, seules les traces dont la DCA est inférieure à 3 cm sont gardées). Ces traces non primaires sont appelées **traces secondaires** car issues de ce que l'on appelle les **vertex secondaires** de la réaction. Les traces provenant du vertex primaire, elles, sont qualifiées de **traces primaires**.

À la fin de cette étude, la résolution sur la position du vertex primaire pour des événements de haute multiplicité est d'environ 150μm, à la fois perpendiculairement et parallèlement à l'axe du faisceau. L'efficacité de reconstruction du vertex primaire de la réaction est de 100% pour des événements contenant au moins 50 traces primaires. Elle chute à 60%, pour des événements ayant moins de 5 traces primaires. Dans le cas des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV où la multiplicité est grande, la position du vertex primaire aura peu d'influence sur notre analyse et on pourra couper sur sa position le long de l'axe du faisceau sans introduire de biais à notre analyse. Pour les collisions d+Au de multiplicité plus faible, il faudra prendre en compte les erreurs dues à l'incertitude sur la position du vertex primaire de la réaction.

4.1.4 Ajustement des traces primaires

Lorsque la position du vertex primaire est considérée comme acquise, ce point est considéré comme un point supplémentaire appartenant aux traces primaires reconstruites. Comme pour le cas des traces globales, un ajustement des paramètres des hélices des traces primaires est à nouveau réalisé en incluant ce point. Si certaines traces incluses dans l'ajustement ont été jugées à tort, l'association au vertex primaire introduit un biais dans leur courbure donc une assez grande incertitude sur leur impulsion. Pour la majorité des traces primaires, cet ajustement au vertex primaire améliore leur résolution.

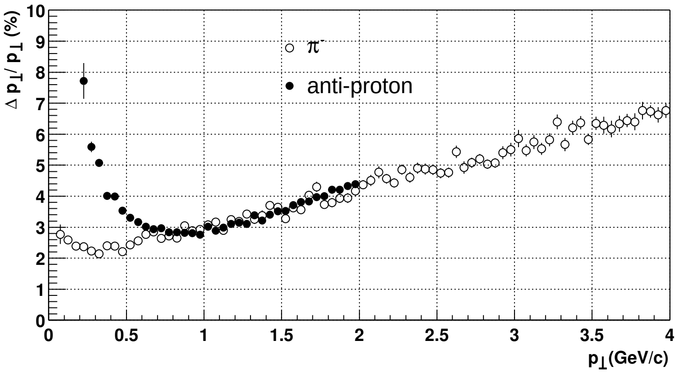


Figure 4.3 – Résolution en impulsion des π^- et des $\bar{p}$.

- **Résolution en impulsion**

L'incertitude sur la reconstruction des traces provient également de la valeur finie de la résolution en impulsion du détecteur [Cald 01] illustrée dans le cas des pions et des anti-protons sur la figure 4.3. La résolution apparaît très dépendante du domaine en impulsion transverse sur lequel on travaille (plus importante à bas et haut p_T). Un certain nombre de traces va être reconstruit avec une mauvaise impulsion modifiant ainsi les spectres en impulsion transverse finals. Ainsi une trace peut être reconstruite avec une impulsion trop faible ou trop importante. Lors d'une étude par canaux en p_T, il peut se produire, par exemple, une perte de particules dans un canal donné et un gain de particules dans le canal voisin. Par la suite, les données devront être corrigées au mieux de cette résolution en impulsion transverse.

- **Résolution en dE/dx**

Une information plus détaillée sur la résolution en dE/dx peut être trouvée dans [Cald 01], notons toutefois que la résolution en dE/dx d'une trace de kaon varie de 13.2% dans le cas où la trace contient N = 10 points d'ionisation. Elle chute à 6.6 % pour une trace contenant N = 45 points d'ionisation.

4.1.5 Reconstruction des vertex secondaires

4.1.5.1 Trois types de vertex

Les particules, suite à leur création lors de la collision, s'échappent du vertex primaire de la collision. Cependant, elles ont pour la plupart une durée de vie ($c\tau$) limitée de sorte que certaines n'ont pas le temps d'atteindre la TPC avant de se désintégrer. Les points où ces particules se désintègrent sont qualifiés de **vertex secondaires**. Comme pour le vertex primaire, la reconstruction d'un événement nécessite également la reconstruction de ces vertex. On compte trois types de vertex de désintégration : les vertex de type **kink**, de type **V0** et de type **Cascade**. Étant donné que ces vertex donnent naissance à des traces secondaires lors de la désintégration, ce sont les traces globales qui sont utilisées pour les reconstruire.

4.1.5.2 *Vertex de types* **Kink** *et* **V0**

Les méthodes de reconstruction de type **Kink** ou de type **V0** sont très différentes.

La première est surtout utilisée pour reconstruire des kaons chargés en utilisant leur canal de désintégration : $K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ et $K^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$ dont les caractéristiques sont résumées dans la table 4.1 (en haut). Cette désintégration est signée expérimentalement par la désintégration en vol d'une particule venant du vertex primaire en une trace chargée et une trace neutre. Seule la trace fille chargée est vue par la TPC. Elle suivra une direction légèrement inclinée par rapport à la trace de la particule mère.

La méthode de reconstruction de type **V0** est utilisée pour les particules neutres (répertoriées dans la table 4.1 en bas) ayant donné naissance à deux traces chargées mesurées par la TPC. Pour reconstruire ces particules neutres, on combine une trace globale chargée négativement à une trace globale chargée positivement. On détermine le point de l'espace où ces traces sont le plus proche l'une de l'autre (point de DCA). Si cette DCA est inférieure à une distance que l'on se fixe, alors on considère que l'on a trouvé la position potentielle du vertex de désintégration de la particule V0 et on calcule sa masse invariante. Si ce n'est pas le cas, les traces sont rejetées et on recommence une autre association de traces. Ces techniques d'association de traces combinent l'ensemble des traces chargées positivement et négativement entre elles. De ces associations, on reconstruit certes les bons candidats V0, mais on reconstruit également un très grand nombre d'associations de paires qui ne représentent rien de physique. Le bruit de fond combinatoire de la reconstruction est donc dominant. Aussi, les étapes suivantes de l'analyse consistent à appliquer un grand nombre de coupures géométriques, entre autres sur des DCA de tous types, pour contraindre au maximum les associations en se rapprochant pour le mieux de la désintégration théorique attendue.

Particule (quarks)	**Masse (GeV)**	**Canal de désintégration**	**Rapport d'embranchement (%)**	**$c\tau$ (cm)**
Vertex de type **Kink**				
$K^+(u\bar{s})$	0.494	$K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$	63.5	371.3
$K^-(\bar{u}s)$	0.494	$K^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$	63.5	371.3
Vertex de type **V0**				
$K^0_S(\frac{1}{\sqrt{2}}\vert\ d\bar{s}+\bar{d}s)$	0.498	$K^0_S \rightarrow \pi^- + \pi^+$	68.6	2.68
$\Lambda(uds)$	1.116	$\Lambda \rightarrow \pi^- + p$	63.6	7.89
$\bar{\Lambda}(\bar{u}\bar{d}\bar{s})$	1.116	$\bar{\Lambda} \rightarrow \pi^+ + \bar{p}$	63.6	7.89

Table 4.1 – Propriétés des particules ayant un vertex de désintégration de type **kink** (haut) ou un vertex de type **V0** (bas).

4.1.6 La double désintégration des Ξ

4.1.6.1 *Vertex de désintégration de type* **cascade**

Cette méthode de reconstruction, dont le nom est également donné aux particules se désintégrant de cette façon, est une extension de la méthode V0. Nous avons répertorié dans la table 4.2, les particules qui suivent ce mode de désintégration : les Ξ, baryons doublement étranges sur lesquels porte notre travail de thèse et les Ω, baryons triplement étranges. Ces particules ont la particularité de subir une première désintégration donnant lieu, dans le cas des Ξ à la naissance d'un π et d'un Λ. Ce Λ, qui n'est autre qu'un V0, va se désintégrer à son tour en deux particules filles π et p, après avoir parcouru une certaine distance pendant sa durée de vie (cette distance théorique de 7.89 cm est variable lors de la mesure). La reconstruction des cascades est donc réalisée en deux étapes. La première consiste à reconstruire le vertex du Λ V0 par la méthode précédemment introduite en combinant toutes les traces de pions et de protons possibles. La différence avec le cas précédent est que le Λ V0 ainsi reconstruit n'est pas une particule primaire mais secondaire. Cela signifie que cette particule a une DCA par rapport au vertex primaire qui peut être beaucoup plus grande qu'un Λ primaire. Appliquer une **coupure** moins serrée sur cette distance que dans le cas de la recherche d'un Λ primaire permet de distinguer ces deux types de Λ. C'est ce qui a été fait lors de la reconstruction des Ξ. La deuxième étape de la reconstruction consiste cette fois à associer un Λ V0 reconstruit à une trace de pion en les extrapolant vers le centre de STAR pour trouver leur point de DCA. À nouveau, une coupure sur cette DCA va pouvoir être appliquée (coupure supérieure) pour ne garder que les traces suffisamment proches pour potentiellement provenir de la désintégration d'un Ξ. Pour que le bruit de fond combinatoire ne soit pas trop important, des coupures géométriques supplémentaires doivent être appliquées aux candidats cascades.

Particule (quarks)	**Masse (GeV)**	**Canal de désintégration**	**Rapport d'embranchement (%)**	**$c\tau$ (cm)**
Ξ^-(ssd)	1.321	$\Xi^- \to \pi^- + \Lambda$	99.9	4.92
		$\Lambda \to \pi^- + p$	63.6	
Ξ^+($\bar{s}\bar{s}\bar{d}$)	1.321	$\Xi^+ \to \pi^+ + \bar{\Lambda}$	99.9	4.92
		$\bar{\Lambda} \to \pi^+ + \bar{p}$	63.6	
Ω^-(sss)	1.675	$\Omega^- \to K^- + \Lambda$	67.9	2.62
		$\Lambda \to \pi^- + p$	63.6	
Ω^+($\bar{s}\bar{s}\bar{s}$)	1.675	$\Omega^+ \to K^+ + \bar{\Lambda}$	67.9	2.62
		$\bar{\Lambda} \to \pi^+ + \bar{p}$	63.6	

Table 4.2 – Propriétés des particules ayant un vertex de désintégration de type **Cascade**.

4.1.6.2 Premier jeu de coupures appliquées lors de la reconstruction

Bien que les coupures géométriques les plus serrées soient appliquées lors de notre analyse, un certain nombre de coupures sont imposées en amont pour minimiser le bruit et surtout réduire le volume des données pour ne garder que de l'information relative aux cascades par exemple. Sur la figure 4.4, nous avons représenté la désintégration d'un Ξ^- qui, avec sa courte durée de vie n'a en général pas le temps d'atteindre la TPC avant de se désintégrer. Seuls des morceaux de traces de ses particules filles sont reconstruits dans la TPC, il est donc nécessaire d'extrapoler le trajet des Λ reconstruits ainsi que celui des pions secondaires pour remonter au Ξ. Un grand nombre des coupures géométriques appliquées pour la reconstruction sont représentées sur cette même figure.

Que représentent ces coupures et pourquoi les avoir choisies ?

- Lors de la reconstruction, il est demandé que les traces des particules filles aient un nombre minimum de points pour assurer une bonne qualité de traces et minimiser leur division en segments. En ce qui concernent les traces des particules filles du Λ V0, il est demandé à ce que ces dernières contiennent au moins 10 points de mesure dans la TPC. C'est ce qui est appelé par STAR : **nthPos** et **nthNeg**. Cinq points seulement sont réclamés

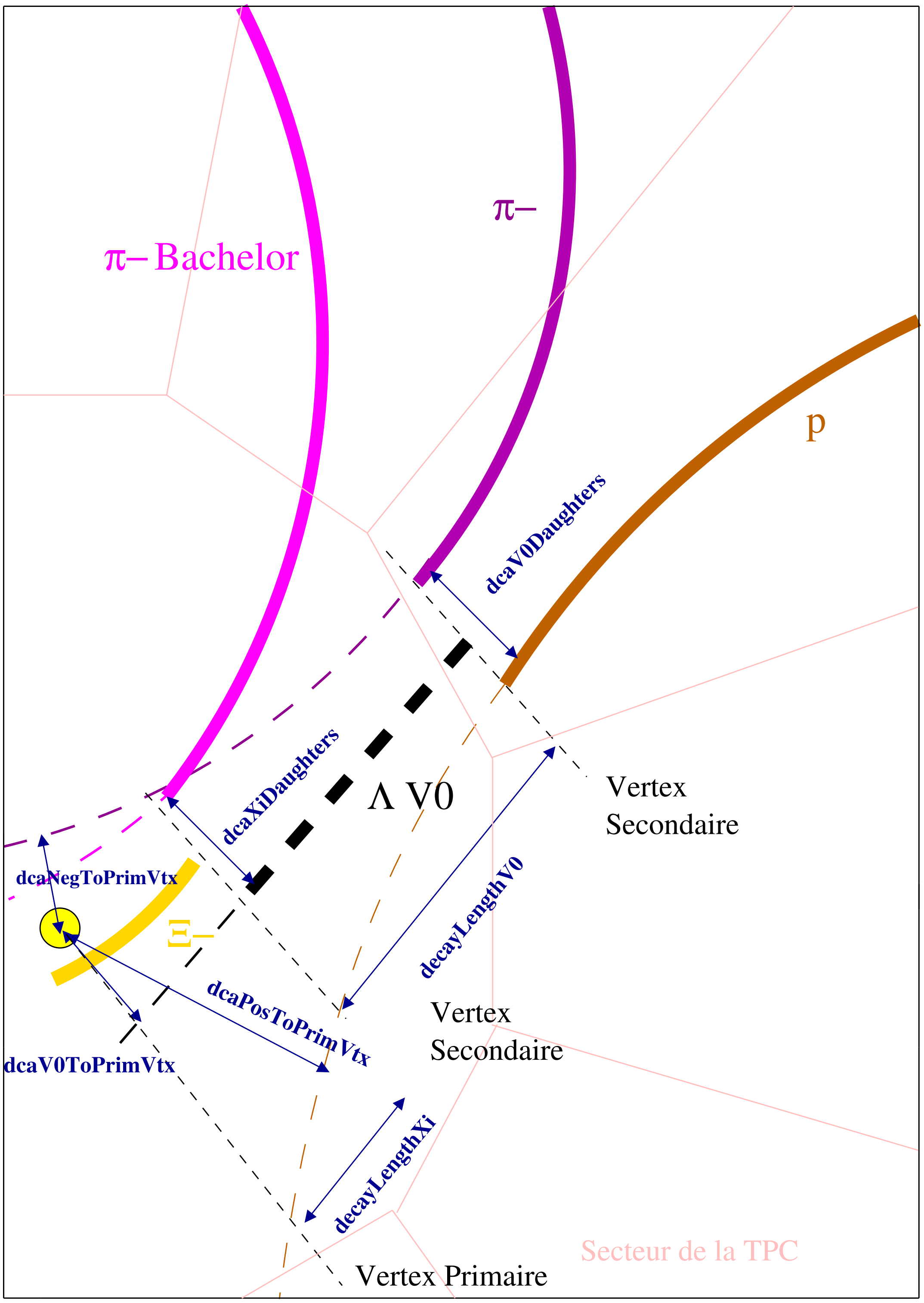


Figure 4.4 – Désintégration d'un Ξ dans STAR suivant les canaux $\Xi \to \pi + \Lambda$ puis $\Lambda \to \pi + p$. Les traits clairs représentent les secteurs de la TPC, le cercle plein, le vertex primaire de la réaction.

pour le produit chargé issu de la désintégration du Ξ (**nthBachelor**). Cette particule est appelé **Bachelor**. Il s'agit d'un pion dans le cas des Ξ et d'un kaon dans le cas des Ω.

- **decayLengthXi** et **decayLengthV0** représentent les longueurs de désintégration des Ξ et Λ V0. En imposant une valeur minimale dans le cas des Ξ, un grand nombre des traces primaires proches du vertex primaire est rejeté, réduisant ainsi considérablement le bruit de fond combinatoire. Une coupure inférieure sur la distance séparant le vertex primaire et le point de désintégration du V0 permet également de réduire le bruit de fond combinatoire mais nous ne l'avons pas utilisée.

- Comme nous en avons brièvement parlé au paragraphe 4.1.5.2, des coupures supérieures sont appliquées sur les DCA des particules filles des Ξ (**dcaXiDaughters**) et Λ V0 (**dcaV0Daughters**) pour écarter toutes les traces ne semblant pas provenir d'un même vertex secondaire de désintégration.

- Que ce soit le V0 ou le **Bachelor**, ces particules ne sont pas primaires, par conséquent, une coupure inférieure sur leur DCA au Vertex Primaire (**dcaV0ToPrimVertex** et **dcaBachelorToPrimVertex**) peut être appliquée pour s'assurer qu'elles n'en proviennent pas. Il en est de même pour les traces des particules filles du V0 (**dcaBaryonToPrimVertex** et **dcaMesonToPrimVertex**). À l'opposée, les Ξ recherchés sont primaires. Une coupure supérieure sur leur distance au vertex primaire est imposée (**dcaXiToPrimVertex**).

- La quantité **massV0** représente la masse reconstruite du V0. Leur reconstruction inclut beaucoup de "faux" Λ dont beaucoup sont éliminés en coupant sur la masse invariante reconstruite.

4.1.6.3 Stockage de l'information sur les Ξ

Suite à la reconstruction des événements dans STAR toute l'information pré-filtrée sur les traces et vertex est stockée sous forme d'arbres et de branches dans des tables de données **DSTs** (Data Summary Table). À ce stade, ces fichiers de données sont énormes (150 événements utilisent environ 500 Mo). On ne peut en aucun cas les utiliser tels quels pour poursuivre l'analyse. Pour cette raison, des fichiers, encore plus filtrés sont créés en ne gardant, par exemple, que l'information relative aux cascades. Suite à l'application des coupures précédemment introduites, l'information est cette fois stockée sous forme de **microDSTs** (**μDSTs**) de taille plus raisonnable (150 événements n'utilisent plus que 2.5MBytes environ). Ce sont ces fichiers que nous avons utilisés pour notre analyse en Au+Au et d+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV. En Au+Au à 62.4 GeV, nous avons produit nos propres μDSTs.

4.2 Extraction de la masse invariante

Nous exposons à présent les étapes de notre analyse pour reconstruire les Ξ. Cette analyse est inspirée de développements antérieurs sur les particules étranges [MWCO 92, Marg 98, **?**]. Étant donné que trois études distinctes ont été faites, une analyse des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV et $\sqrt{s_{NN}}$ = 62.4 GeV, et d+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV, nous présentons ces trois analyses en parallèle. Tous leurs détails ne sont pas répertoriés ici. Le volume global d'informations serait trop important. Nous avons donc choisi, dans chaque sous partie, d'illustrer nos propos avec les distributions d'une des trois analyses. En revanche, les détails sur les données analysées et les résultats finals sont présentés pour les trois analyses. L'objectif de cette partie est d'extraire, tout d'abord, les masses invariantes des Ξ^- et $\bar{\Xi}^+$ pour plusieurs domaines de centralité, puis les taux de production non corrigés par événement des Ξ^- et $\bar{\Xi}^+$. Finalement, nous présenterons les rapports $\bar{\Xi}^+/\Xi^-$ à partir desquels quelques premiers résultats physiques pourront être extraits.

4.2.1 Les données analysées

Au total, nous avons analysé quelques 3.5 millions d'événements pour les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV. Ces données ont été collectées lors de la deuxième prise de données du RHIC en 2001. Deux séries ont été enregistrées : un ensemble contenant toutes les centralités (par la suite, on appellera l'ensemble de ces événements, l'ensemble "*MinBias*") et un ensemble enrichi en événements centraux (que l'on appellera l'ensemble "*Central*"). Les données collectées en d+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV résultent de la prise de données de 2003. Nous avons analysé environ 9 millions d'événements *MinBias*. Finalement, nous avons analysé 9 millions d'événements *MinBias* Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 62.4 GeV collectés en juin 2004 à luminosité plus importante que lors de la prise de données de 2001.

4.2.1.1 Sélection des "bons" événements

Les nombres d'événements bruts énoncés ci-dessus correspondent aux événements obtenus après reconstruction. Parmi ces derniers, seuls ceux passant certaines coupures sur le déclenchement et sur la position du vertex primaire sont retenus pour notre analyse.

• **Principe de la sélection des événements en Au+Au**

Les événements retenus ont passé les niveaux de déclenchement L0 (chapitre 3) réclamant qu'il y ait coïncidence entre les deux ZDC. De plus, les événements de faible multiplicité dans les ZDC ou dans le CTB sont rejetés, comme on peut le voir sur la représentation schématique de la figure 4.5 (*Production Min Bias*). On reconnaît la forme de "boomerang" présentée au chapitre 3 montrant la dépendance ZDC vs. CTB. Les événements ainsi sélectionnés représentent environ 95 % de la section efficace hadronique totale σ_h^- [Adle 01a, Cald 01] (cf. annexe A).

La sélection des événements centraux est réalisée en appliquant une coupure élevée sur la multiplicité dans le CTB, comme on peut le voir sur la figure 4.5 (*Production Central)*. Les événements gardés représentent les 10% de σ_h^- les plus centraux. De plus, une coupure supplémentaire a été appliquée sur les ZDC (coupure supérieure) réduisant l'ensemble *central* aux 8% des événements les plus centraux.

Nous avons analysé une première fois les données en appliquant un certain nombre de coupures très larges avec pour objectif de réduire dans un premier temps la taille des μDSTs. Pour réaliser ces μDSTs filtrées, nous avons sélectionné les événements dont la position du vertex primaire se trouvait à $\pm$ 100 cm du centre du détecteur le long de l'axe du faisceau. Pour les événements finals gardés, nous avons resserré cette coupure à $|$ primVtxZ$| < 25$ cm (une coupure ± 20 cm correspond environ à 1σ) pour les collisions à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV et $|$ primVtxZ$| < 30$ cm pour les collisions à $\sqrt{s_{NN}}$ = 62.4 GeV. Les distributions du vertex primaire dans ces deux cas sont montrées sur les figures 4.6 et 4.7.

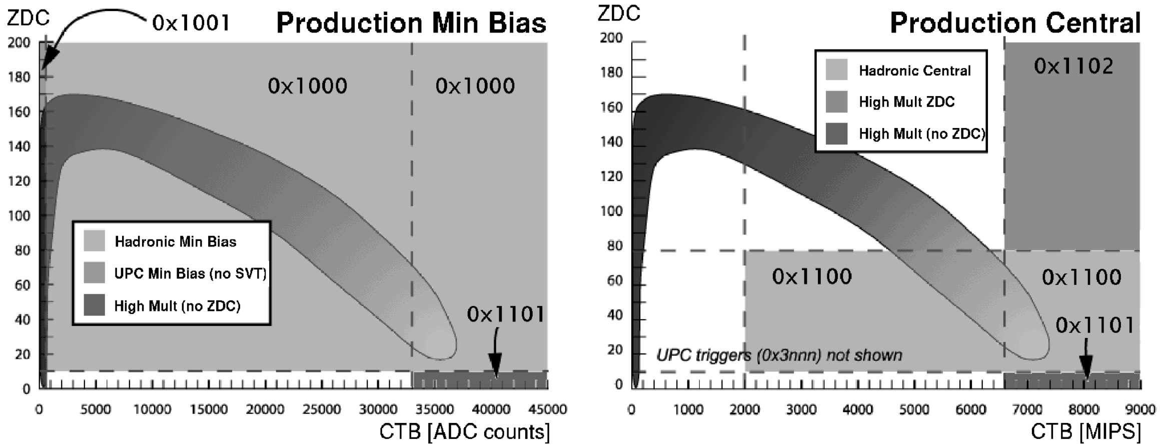


Figure 4.5 – Représentation schématique de la multiplicité dans les ZDC en fonction de celle dans les CTB. Définition des coupures sur le jeu *MinBias* (gauche) et sur le jeu *Central*.

• **Principe de la sélection des événements en d+Au**

La sélection des événements *MinBias* analysés en d+Au utilise un déclenchement asymétrique par rapport aux données Au+Au qui nécessitent la coïncidence des signaux dans les deux ZDC. Pour les collisions d+Au, un événement est enregistré si au moins un neutron est détecté par le ZDC qui se trouve du côté de la fragmentation du noyau d'or (ZDC-Est). L'efficacité de ce déclenchement est d'environ 95%. Le déclenchement est également contaminé par d'éventuelles collisions du faisceau avec du gaz présent [Gans 04].

En d+Au, la multiplicité d'un événement étant assez faible, l'efficacité de reconstruction du vertex primaire de la réaction est inférieure à 100% surtout lorsque l'on a peu de traces primaires dans la FTPC du côté de la fragmentation du noyau d'or. Pour réduire l'incertitude sur la position du vertex primaire, les événements pour lesquels $|$ primVtxZ$| < 50$ cm ont été gardés. La distribution du vertex primaire est montrée sur la figure 4.8.

4.2.1.2 Coupures par domaines de centralité

Une étude physique des taux de production avec la taille du système est réalisable en comparant soit des collisions de noyaux lourds (Au+Au) avec des collisions mettant en jeu des noyaux plus petits (p+p) ou des collisions asymétriques (d+Au), soit en étudiant une collision sur plusieurs domaines de centralité. Les statistiques atteintes en 2001 et 2003 nous ont permis de partitionner les données en plusieurs domaines de centralité.

• **Domaines de centralité étudiés en Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 et $\sqrt{s_{NN}}$ = 62.4 GeV**

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 3, le paramètre d'impact d'une collision se traduit expérimentalement en nombre de particules chargées. Nous utilisons, en fait, le nombre de traces primaires de la TPC pour réaliser une sélection en domaines de centralité. Ce nombre de traces primaires est directement relié au nombre de particules chargées produites, lui-même directement relié à un pourcentage de section efficace hadronique totale, σ_h^- [Adle 01a, Cald 01] (cf. annexe A). Sur la figure 4.9, nous avons représenté le

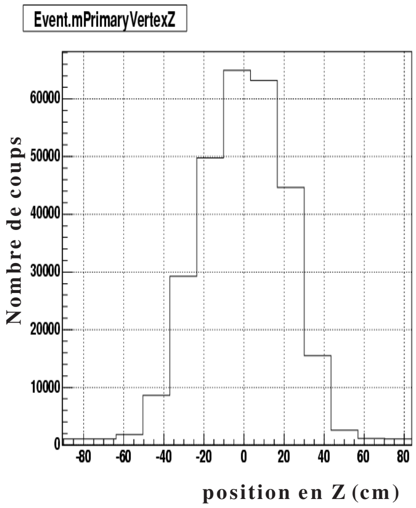


Figure 4.6 – Position du vertex primaire le long de l'axe Z par rapport au centre du détecteur dans les collisions centrales Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV. Une coupure à $\pm$25 cm a été appliquée.

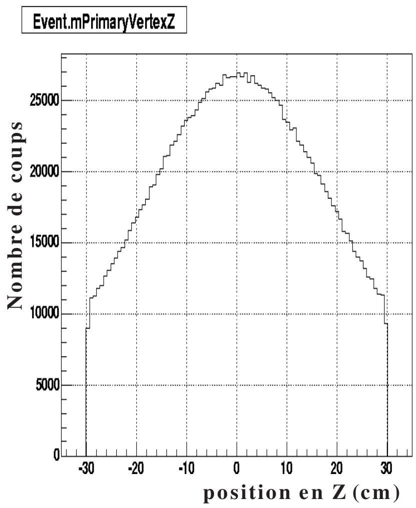


Figure 4.7 – Position du vertex primaire le long de l'axe Z par rapport au centre du détecteur dans les collisions centrales Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 62.4 GeV. Une coupure à $\pm$30 cm a été appliquée.

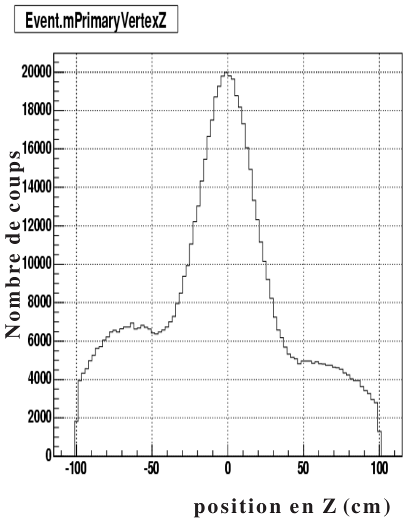


Figure 4.8 – Position du vertex primaire le long de l'axe Z par rapport au centre du détecteur dans les collisions minbias d+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV. Une coupure à $\pm$50 cm a été appliquée.

nombre de traces chargées de la TPC pour un domaine de pseudorapidité $|\eta| < 0.5$ pour les événements *MinBias*. Six domaines de centralité des collisions les plus centrales (0%→ 5% de σ_h^-), aux collisions les plus périphériques (60%→ 80% de σ_h^-) sont définis. Parmi le jeu des événements *MinBias*, nous avons extrait de l'information sur les quatre centralités : $10-20\%$, $20-40\%$, $40-60\%$ et $60-80\%$. Le domaine le plus central ($0-5\%$) a été extrait du jeu *Central*. Le domaine $5-10\%$ n'a pas été étudié car il ne correspond pas au domaine $5-10\%$ des données *MinBias* mais davantage à un domaine $5-8\%$ du fait de la coupure en ZDC. Les 5 classes de centralité extraites et leur équivalence en terme de nombre de traces primaires dans la TPC sont listées dans la table 4.9. Nous avons également répertorié dans ce tableau le nombre d'événements ayant passé les coupures sur les événements précédemment énoncés (4.2.1.1). La sélection en centralité a été faite de la même façon à $\sqrt{s_{NN}}$ = 62.4 GeV. Les différentes classes analysées y sont également répertoriées.

• **Domaines de centralité étudiés en d+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV**

Nous avons étudié 3 domaines de centralité pour les collisions d+Au ainsi que l'ensemble du spectre *MinBias*. Le pourcentage de centralité est donné par le nombre de traces primaires chargées, mesurées non plus dans la TPC, mais dans la FTPC du côté de la fragmentation du noyau d'or (cf. chapitre 3). Nous avons répertorié les équivalences nombre de traces primaires dans la FTPC / pourcentage de la section efficace hadronique totale dans la table 4.4, équivalence calculée avec le modèle de Glauber.

Un facteur correctif supplémentaire est donné dans ce tableau, correspondant à l'efficacité intégrée sur toutes les traces primaires du détecteur sur la position du vertex primaire. Le nombre total d'événements retenus par domaine de centralité au moment de la normalisation finale doit être multiplié par ce facteur correctif pour obtenir le bon nombre d'événements.

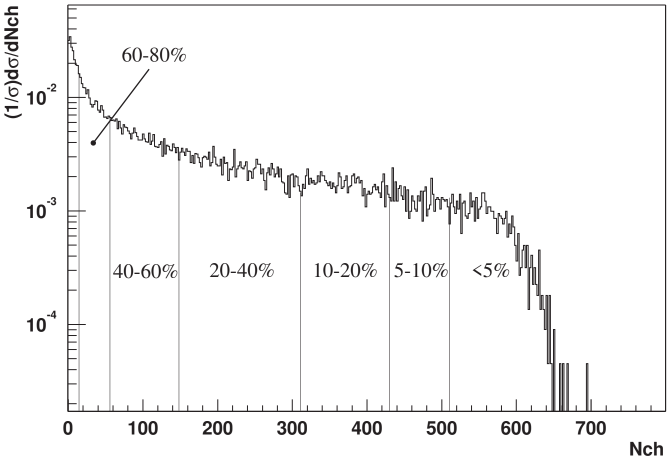


Figure 4.9 – Définition des classes de centralité séparées dans les données Au+Au *minbias* à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV en terme de particules chargées dans la TPC. Les pourcentages représentent un pourcentage de la section efficace inélastique totale.

4.2.2 Réduire le bruit de fond combinatoire

Nous cherchons à présent à reconstruire les Ξ^- et les Ξ^+ suivant les canaux de désintégration respectifs $\Xi^- \to \pi^- + \Lambda$ suivi de $\Lambda \to \pi^- + p$ et $\bar{\Xi}^+ \to \pi^+ + \bar{\Lambda}$ suivi de $\bar{\Lambda} \to \pi^+ + \bar{p}$. La figure 4.4 montre cette succession de désintégrations dans la TPC dans le cas d'un Ξ^-. Par l'application de coupures sur la perte d'énergie des particules et de coupures géométriques, notre objectif va être de réduire au maximum le bruit de fond issu des mauvaises associations de traces pour récupérer un signal de Ξ le plus pur possible. Ce signal est étudié en reconstruisant, à chaque nouvelle étape d'analyse, la **masse invariante** des Ξ. Celle-ci sera obtenue par recombinaison des impulsions des particules filles. Cette analyse classique va permettre de réduire considérablement l'amplitude du bruit de fond. Pour les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV, nous avons débuté l'analyse en appliquant un premier jeu de coupures très "lâches" pour réduire la taille des μDSTs. Ces coupures sont résumées dans le tableau 4.5 dans la colonne "données pré-filtrées". Pour les analyses qui ont suivi, nous sommes directement passés à la méthode d'optimisation des coupures décrites au paragraphe 4.2.2.3.

4.2.2.1 *Coupure sur le dE/ dx*

Une première étape utilisée pour réduire le bruit de fond est d'identifier les six particules (π^-, p et π^-) et (π^+, $\bar{\text{p}}$ et π^+) mises en jeu dans la désintégration du Ξ^- et du Ξ^+ respectivement, par l'énergie qu'elles déposent dans la TPC ($\frac{dE}{dx}$). Cette méthode d'identification est limitée dans la mesure où à partir d'une certaine impulsion, les cartographies des (kaons et protons) ou des (kaons et pions) se superposent. Nous utilisons ainsi une coupure sur l'énergie déposée uniquement dans la limite où l'on est quasiment certain d'éliminer du bruit. Pour cela, le nombre de déviations standard (en σ) entre la valeur théorique attendue (Bethe-Bloch pour Au+Au à 200 GeV et Bischel pour Au+Au à 62.4 GeV et pour d+Au à 200 GeV) et la valeur mesurée est calculé. Une coupure est appliquée sur ces valeurs de déviations. Lors de l'analyse des données pré-filtrées, une coupure à 5σ a été imposée. Pour

Collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV				
Classe de centralité	σ_h^- %	type d'événement	Nombre de traces primaires	Nombre d'événements retenus
1	$0-5$	*Central*	$>= 510$	~ 750000
2	$10-20$	*MinBias*	$431 > x >= 312$	144366
3	$20-40$	*MinBias*	$>= 146$	294311
4	$40-60$	*MinBias*	$>= 56$	283664
5	$60-80$	*MinBias*	$>= 14$	287302
Collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 62.4 GeV				
1	$0-10$	*MinBias*	$>= 313$	609648
2	$10-20$	*MinBias*	$>= 222$	531590
3	$20-40$	*MinBias*	$>= 154$	1222802
4	$40-60$	*MinBias*	$>= 38$	1200474
5	$60-80$	*MinBias*	$>= 9$	1202428

Table 4.3 – Les 5 classes de centralité étudiées en Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 et $\sqrt{s_{NN}}$ = 62.4 GeV.

Collisions d+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV					
Classe de centralité	σ_h^- %	type d'événement	Nombre de traces primaires	Nombre d'évts retenus	Facteur correctif
1	$0-20$	*MinBias*	> 17	1285641	1.
2	$20-40$	*MinBias*	> 9	1442378	1.07
3	$40-100$	*MinBias*	$<= 9$	3548548	1.12
4	MinBias	*MinBias*	-	6276567	1.07

Table 4.4 – Les 3 classes de centralité et des événements *MinBias* étudiés en d+Au.

réduire davantage de bruits, elle a ensuite été resserrée à 3σ pour les collisions Au+Au.

Le résultat de ces coupures sur un échantillon Au+Au à 200 GeV est illustré sur la figure 4.10. Sur la colonne de gauche, sont représentées respectivement les pertes d'énergie des pions **Bachelor** (haut), proton du V0 (milieu) et pion du V0 (bas) après une coupure à 5σ. Sur la colonne de droite, les mêmes distributions ont été représentées après une coupure à 3σ. Les courbes sur ces cartographies représentent les résultats des calculs théoriques de Bethe-Bloch. Le nombre de déviations standard est calculé à partir de ces courbes. Notons que les pions de faible impulsion sont clairement identifiables contrairement aux protons et kaons, indiscernables pour des impulsions supérieures à 1 GeV/c. Cette séparation sera réalisée ensuite en appliquant un jeu de coupures géométriques.

La figure 4.11 montre les spectres en masse invariante des Ξ^-obtenus après une coupure à 5σ et après une coupure à 3σ. D'ores et déjà cette coupure réduit de façon notoire le bruit de fond. Cependant, d'autres coupures doivent être imposées pour effectuer un premier comptage correct des Ξ, notre objectif, par la suite, étant d'améliorer le rapport signal sur bruit (S/N).

Pour l'analyse des collisions d+Au, une coupure à 5σ associée à des coupures géométriques ont suffi à extraire un pic de Ξ avec un bon rapport signal/bruit. La reconstruction

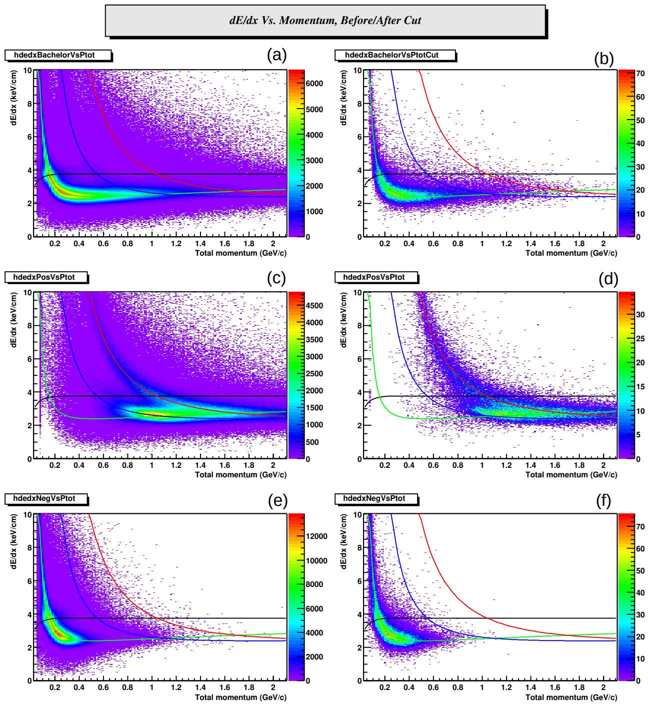


Figure 4.10 – Perte d'énergie par unité de longueur ($\frac{dE}{dx}$) en fonction de l'impulsion totale des particules. À gauche, $\frac{dE}{dx}$ des pions **Bachelor** (haut), protons du V0 (milieu) et pions du V0 (bas) après application d'une coupure à 5σ. À droite, mêmes distributions après application d'une coupure à 3σ. Les courbes sont les calculs théoriques de Bethe-Bloch [Hagi 02].

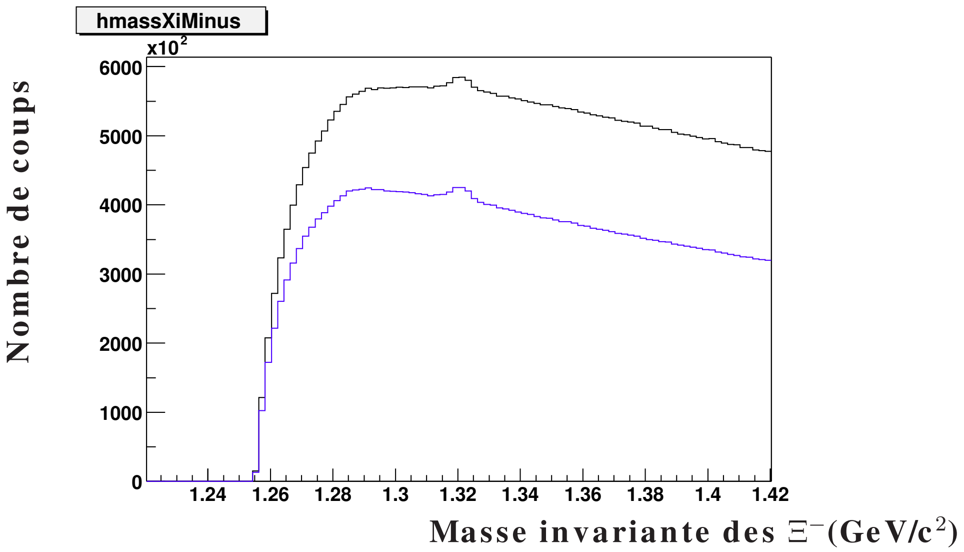


Figure 4.11 – Masse invariante des Ξ^-après application d'une coupure en $\frac{dE}{dx}$ à 5σ (distribution supérieure), puis à 3σ (distribution inférieure) pour les événements Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV.

de ces événements d+Au de faible multiplicité conduit à un bruit de fond faible.

Dans les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{\rm NN}}$ = 62.4, nous avons directement appliqué une coupure en $\frac{dE}{dx}$ à 3σ. Son effet sur le spectre en masse invariante est représenté sur la figure 4.14 (coupure **hmassXiV0Pid** et **hmassXiBachelorPid**) et commenté dans le paragraphe 4.2.2.3.

4.2.2.2 Coupures géométriques

La réduction du bruit de fond combinatoire passe par l'application de coupures géométriques sur, entre autres, les variables déjà introduites lors de la reconstruction. En ce qui concerne l'analyse à 200 GeV, nous avons optimisé le jeu de coupures mis au point lors d'une analyse antérieure, menée sur les collisions à $\sqrt{s_{NN}}$ =130 GeV [Cast 02]. Pour les analyses des collisions Au+Au à 62.4 GeV et d+Au à 200 GeV, nous sommes partis des distributions de chacune des coupures en fonction de la masse invariante des Ξ pour sélectionner un premier jeu de coupures.

Nous avons choisi de présenter ces cartographies dans le cas de l'analyse des collisions d+Au comme le montrent les figures 4.12 (a) et (b). Les variables que nous avons choisies de présenter (choix par ailleurs arbitraire) ne sont pas les coupures finales de notre analyse mais intermédiaires. Que ce soit en (a) ou (b), la première colonne est le résultat de la distribution de la variable étudiée en fonction de la masse invariante du Ξ. La colonne de droite montre ces distributions après application d'un jeu de coupures de l'analyse. Pour illustrer notre propos, nous avons choisi de représenter les distributions en (a), **dcaBachelorToPrimVertex** (haut), **decayLengthV0** (milieu), **dcaV0Daughters** (bas) et en (b), **nthBachelor** (haut), **nthBaryon** (milieu) et **nthMeson** (bas). Bien que d'autres coupures aient été appliquées ici, nous montrons l'effet d'une coupure inférieure de 1cm sur la DCA du **Bachelor** au vertex primaire et d'une coupure supérieure de 0.7cm sur la DCA des particules filles du V0. L'efficacité de ces premières coupures est clairement visible. Cependant, il semblerait qu'un bruit de fond important demeure autour de la masse invariante des Ξ ($\sim$ 1.32 GeV/c^2). Nous avons choisi, par la suite, d'appliquer une coupure inférieure sur le nombre de points d'ionisation laissés dans la TPC par les pions **Bachelor** et les baryons et mésons pour tenter de réduire l'effet de ces mauvaises associations. L'étape suivante a donc consisté à réduire la coupure sur la DCA du **Bachelor** au vertex primaire pour récupérer un peu de signal de Ξ mais par contre à ajouter trois coupures supplémentaires sur **nthBachelor**, **nthBaryon** et **nthMeson**. Le résultat de ces coupures n'est pas représenté ici.

Cette technique est une bonne méthode pour choisir un premier jeu de coupures qui nous semble pertinent et pour estimer grossièrement les valeurs de chacune d'elles. Il est alors nécessaire d'améliorer les valeurs de ces coupures pour optimiser le rapport signal sur bruit tout en gardant des signaux de Ξ^-et $\bar{\Xi}^+$acceptables. C'est ce que nous avons développé dans le paragraphe suivant.

- **Remarque : un pic de corrélation à 1.28/1.29 GeV/c^2**

La reconstruction de la masse invariante des Ξ conduit, en plus du pic de Ξ autour de la masse de ce dernier ($\sim$ 1.32 GeV/c^2), à l'apparition d'un pic de corrélation autour de 1.28/1.29 GeV/c^2 dû à la présence de Λ primaires dans l'événement.

La première étape de la reconstruction d'un vertex de Ξ consiste à reconstruire un ver-

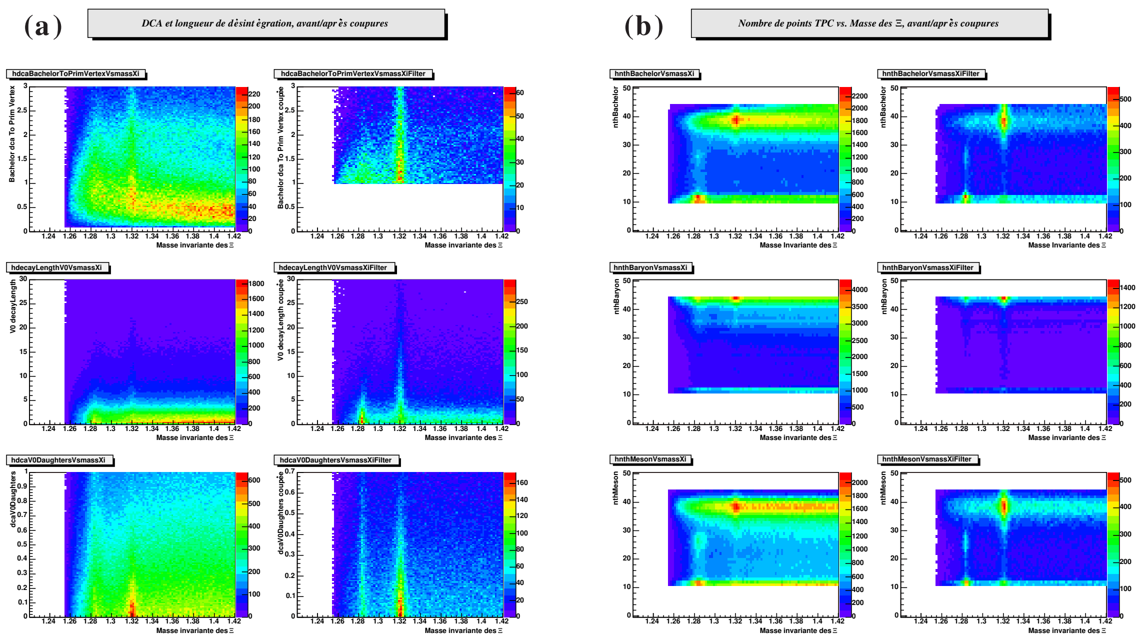


Figure 4.12 – Technique utilisée pour faire une première sélection des coupures d'analyse.

tex de Λ secondaire en associant une trace de pion à une trace de proton. Lorsque cette association est réalisée et que le Λ est reconstruit de même que sa trajectoire de désintégration, il faut pouvoir l'associer ensuite à une trace de pion issu de la désintégration du Ξ. Les bonnes associations de ce type conduisent à l'obtention du pic à 1.32 GeV/^{2} mais il s'avère également que certains Λ reconstruits sont associés à des pions issus de la désintégration d'un Λ primaire et non de la désintégration d'un Ξ. Cette corrélation donne lieu au pic observé en dessous de la masse du Ξ lors de sa reconstruction. La masse de ce signal est de 1.29 GeV/c^2 et sa largeur dépend de la fenêtre en masse sur le Λ.

4.2.2.3 Amélioration de la sélection et des valeurs des coupures

- **Technique d'optimisation utilisée**

Nous avons utilisé une méthode d'optimisation des coupures qui avait été proposée lors de l'analyse des données prises en 2000 [Cast 02]. Cette méthode consiste à regarder l'effet d'une coupure donnée sur le spectre en masse invariante des Ξ, (1) lorsqu'aucune autre coupure n'est appliquée, (2) lorsque toutes les autres coupures sont appliquées et que l'on vient ajouter cette dernière à la sélection. Pour illustrer notre propos, nous présentons les masses invariantes des Ξ^- (a et b) et $\bar{\Xi}^+$ (c et d) des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 62.4 GeV sur les figures 4.13 et 4.14. Sur chaque distribution, le nom de la coupure étudiée est énoncé dans le titre de la figure. Plaçons-nous dans le cas des Ξ^- par exemple (a et b). Dans la colonne (a), la masse invariante reconstruite sans aucune coupure appliquée est en pointillés. La masse invariante hachurée représente l'ensemble du bruit de fond rejeté par application de la coupure étudiée. Le spectre en trait plein est la masse invariante que l'on récupère suite à l'application de la coupure. Dans la colonne (b), le spectre en pointillés montre la masse invariante obtenue lorsque toutes les coupures d'analyse sont appliquées

Analyse des données Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV						
Coupure	Données pré-filtrées	0-5 %	10-20 %	20-40 %	40-60 %	60-80 %
nthBaryon	$>= 10$	$>= 20$	$>= 15$	$>= 15$	$>= 10$	$>= 10$
nthMeson	$>= 10$	$>= 10$	$>= 10$	$>= 10$	$>= 10$	$>= 10$
nthBachelor	$>= 10$	$>= 15$	$>= 10$	$>= 10$	$>= 10$	$>= 10$
decayLengthXiInf (cm)	> 2.0	> 5.0	> 3.0	> 3.0	> 2.0	> 2.0
decayLengthXiSup (cm)	-	< 25	-	-	-	-
decayLengthV0 (cm)	> 0.0	> 0.0	> 0.0	> 0.0	> 0.0	> 0.0
dcaXiDaughters (cm)	< 0.7	< 0.7	< 0.7	< 0.7	< 0.7	< 0.7
dcaV0Daughters (cm)	< 0.8	< 0.7	< 0.7	< 0.7	< 0.7	< 0.7
dcaXiToPrimVertex (cm)	< 0.6	< 0.55	< 0.55	< 0.55	< 0.55	< 0.55
dcaV0ToPrimVertex (cm)	-	> 0.1	> 0.1	> 0.1	> 0.1	> 0.1
dcaV0ToPrimVertex (cm)	-	$>$ f1	$>$ f2	$>$ f2	$>$ f3	$>$ f4
dcaBachelorToPrimVertex (cm)	-	> 1.5	> 1.0	> 1.0	> 0.9	> 0.0
massV0-m_Λ (MeV/c^2)	± 10	± 7	± 7	± 7	± 7	± 7
dE/dx (nombre de σ)	5	3	3	3	3	3

Table 4.5 – Résumé des coupures géométriques et sur l'énergie déposée par unité de longueur, utilisées pour l'analyse des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV.

sauf celle que l'on étudie. Le spectre hachuré représente le bruit rejeté par application supplémentaire de la coupure étudiée. Le spectre rempli est la masse invariante finale obtenue par application de toutes les coupures.

Il est à noter que les coupures n'ont pas toutes un effet important sur l'élimination du bruit de fond. Les coupures sur les DCA au vertex primaire du **Bachelor** et du Ξ suppriment une bonne part du bruit de fond. Dans le cas de l'analyse à 62.4 GeV, aucune coupure en $\frac{dE}{dx}$ n'a été imposée, suite à la reconstruction. De plus, nous n'avons pas appliqué de pré-filtres comme pour l'analyse des collisions Au+Au à 200 GeV. Aussi, la coupure à 3σ appliquée à ce stade de l'analyse élimine une très grosse part du bruit de fond.

Ainsi, à ce stade de l'analyse, l'optimisation des coupures, est faite, pas à pas. Nous avons changé une à une les valeurs des différentes coupures ainsi que le jeu de ces dernières, tout d'abord avec pour objectif de ne pas éliminer trop de signal parmi le bruit rejeté. Cette information a été estimée “à l'oeil” en contrôlant, à chaque étape, les distributions hachurées sur les figures 4.13 et 4.14. Il a été fait de même à 200 GeV en Au+Au et d+Au. Cette même information a été estimée également en recalculant le rapport signal / bruit et en cherchant sa meilleure valeur correspondant à un choix de coupures données. La façon dont le rapport S/N est évalué est présentée dans le paragraphe 4.3. Cette technique d'amélioration des coupures a été utilisée pour les trois systèmes en Au+Au et d+Au.

Finalement, le résultat de l'étude des coupures est donné dans les tables 4.5, 4.6 et 4.7 pour les collisions Au+Au à 200 GeV, 62.4 GeV et d+Au à 200 GeV respectivement et pour tous les domaines de centralité étudiés.

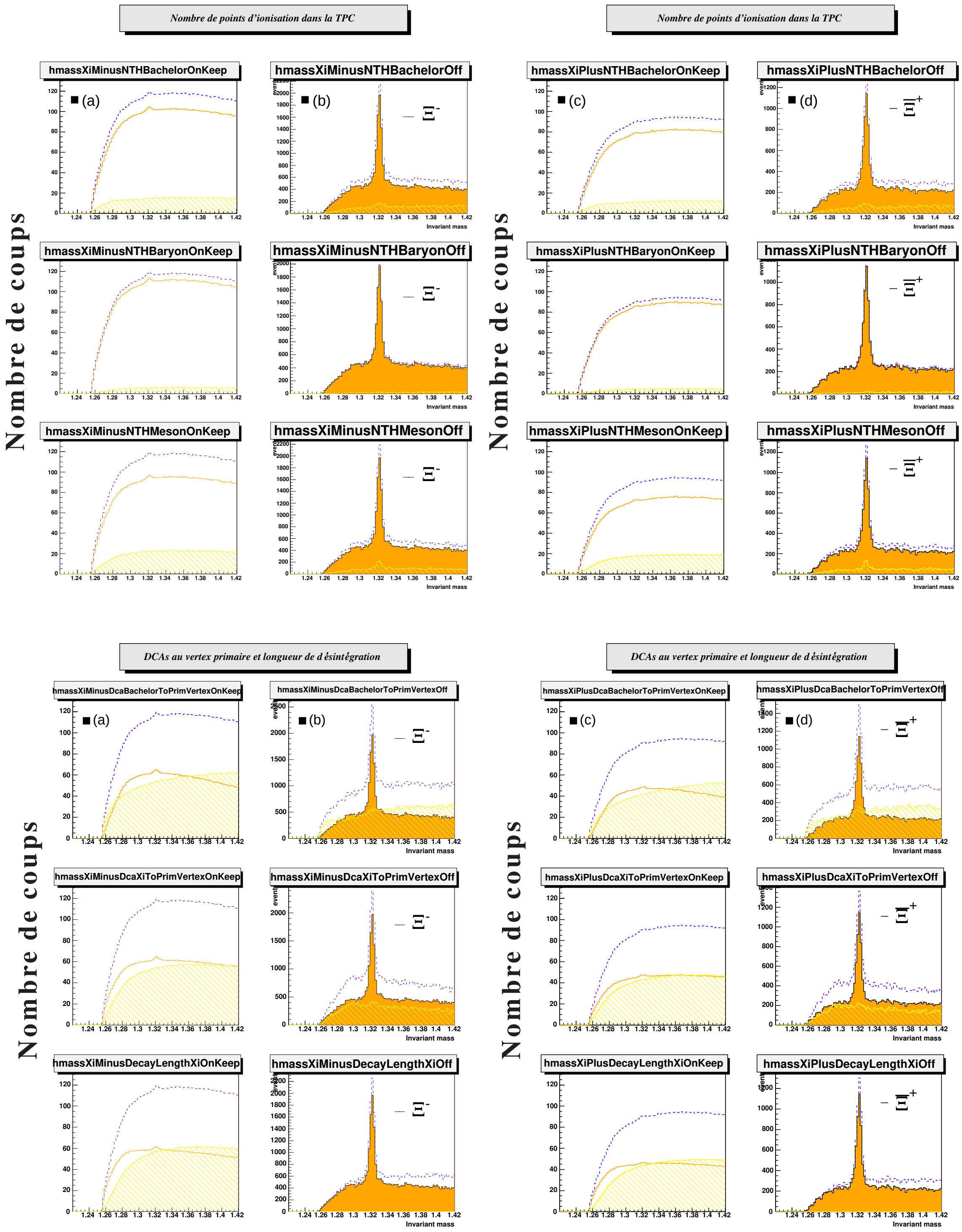


Figure 4.13 – Effet des coupures finales sur la masse invariante du Ξ (a et b) et $\bar{\Xi}$ (c et d) dans le cas d'une analyse des données Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 62.4 GeV. Figures du haut : nombre de points d'ionisation laissés par le pion **Bachelor**, les baryons et les mésons ; figures du bas : DCA au vertex primaire du pion **Bachelor**, du Ξ^- ($\bar{\Xi}^+$) et distance de désintégration du Ξ^- ($\bar{\Xi}^+$).

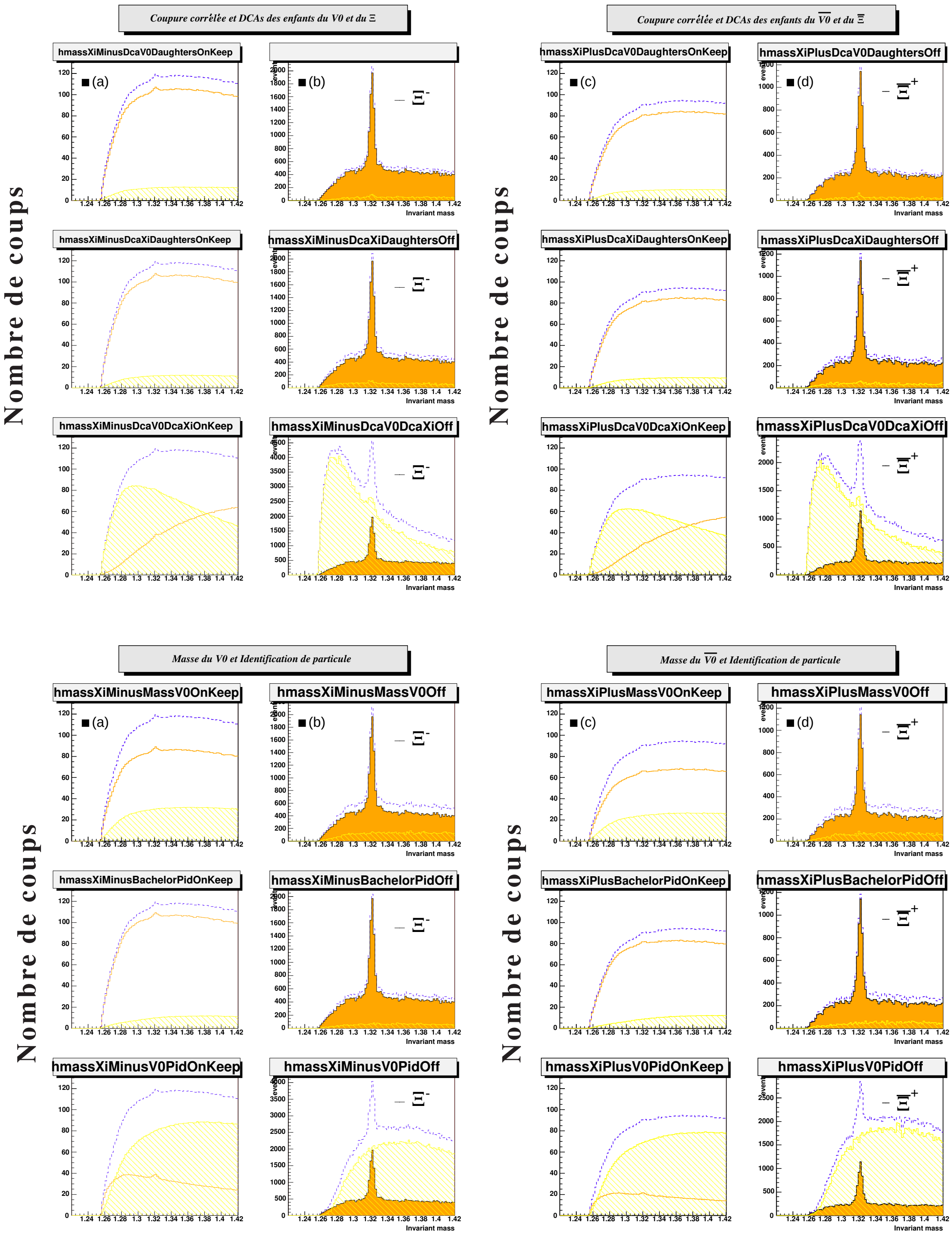


Figure 4.14 – Effet des coupures finales sur la masse invariante du Ξ (a et b) et $\bar{\Xi}$ (c et d) dans le cas d'une analyse des données Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV. Figures du haut : coupure corrélée et DCA des enfants du V0 et du Ξ ($\bar{\Xi}^+$) ; figures du bas : masse du V0 et identification des particules.

Analyse des données Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 62.4 GeV					
Coupure	0-10%	10-20%	20-40%	40-60%	60-80%
nthBaryon	>= 12	>= 12	>= 12	>= 12	>= 12
nthMeson	>= 15	>= 12	>= 12	>= 12	>= 12
nthBachelor	>= 15	>= 15	>= 15	>= 13	>= 13
decayLengthXiInf (cm)	> 3.0	> 3.0	> 3.0	> 3.0	> 3.0
decayLengthXiSup (cm)	< 25.0	< 25.0	< 25.0	< 25.0	< 25.0
decayLengthV0 (cm)	> 0.0	> 0.0	> 0.0	> 0.0	> 0.0
dcaXiDaughters (cm)	< 0.7	< 0.7	< 0.7	< 0.7	< 0.7
dcaV0Daughters (cm)	< 0.7	< 0.7	< 0.7	< 0.7	< 0.7
dcaXiToPrimVertex (cm)	< 0.55	< 0.55	< 0.55	< 0.55	< 0.55
dcaV0ToPrimVertex (cm)	> 1.0	> 1.0	> 1.0	> 0.75	> 0.75
dcaV0ToPrimVertex (cm)	>f1'	>f2'	>f2'	>f3'	>f3'
dcaBachelorToPrimVertex (cm)	-	-	-	-	-
massV0-m_Λ (MeV/c^2)	± 7	± 7	± 7	± 10	± 10
dE/dx (nombre de σ)	3	3	3	3	3

Table 4.6 – Résumé des coupures géométriques ainsi que de la coupure sur la perte d'énergie déposée par unité de longueur, utilisées pour l'analyse des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 62.4 GeV.

Analyse des données d+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV				
Coupure	minBias	0-20%	20-40%	40-100%
nthBaryon	>= 12	>= 12	>= 12	>= 12
nthMeson	>= 12	>= 12	>= 12	>= 12
nthBachelor	>= 16	>= 16	>= 16	>= 14
decayLengthXi (cm)	> 2.75	> 2.75	> 2.75	> 2.75
decayLengthV0 (cm)	> 0.0	> 0.0	> 0.0	> 0.0
dcaXiDaughters (cm)	< 1.0	< 1.0	< 1.0	< 1.0
dcaV0Daughters (cm)	< 0.7	< 0.7	< 0.7	< 0.7
dcaXiToPrimVertex (cm)	< 0.8	< 0.8	< 0.8	< 0.9
dcaV0ToPrimVertex (cm)	> 0.1	> 0.1	> 0.1	> 0.1
dcaBachelorToPrimVertex (cm)	> 0.5	> 0.5	> 0.5	> 0.5
massV0-m_Λ (MeV/c^2)	± 7	± 7	± 7	± 10
dE/dx (nombre de σ)	5	5	5	5

Table 4.7 – Résumé des coupures géométriques ainsi que de la coupure sur la perte d'énergie déposée par unité de longueur, utilisées pour l'analyse des collisions d+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV.

• **Cas de la coupure corrélée dépendante en p_T**

Étant partis des jeux de coupures préliminaires utilisés à 130 GeV, nous avons exploité une coupure corrélant **dcaXiToPrimVertex** à **dcaV0ToPrimVertex**. Nous n'en présentons ici que les caractéristiques principales. Cette coupure est déterminante pour la suppression du bruit de fond dont le profil varie beaucoup en fonction du domaine en impulsion sur lequel on travaille. Le chapitre 6 de notre travail de thèse étant consacré à l'étude systématique de notre analyse, il est important pour nous de bien définir cette coupure dans ce chapitre car cette dernière est responsable d'une grande part de l'erreur systématique totale. Elle domine l'erreur systématique due aux coupures géométriques. La contribution des autres coupures géométriques à l'erreur systématique de l'analyse est négligeable. L'idée de base à l'origine de cette coupure vient de la corrélation qui existe entre **dcaXi-**

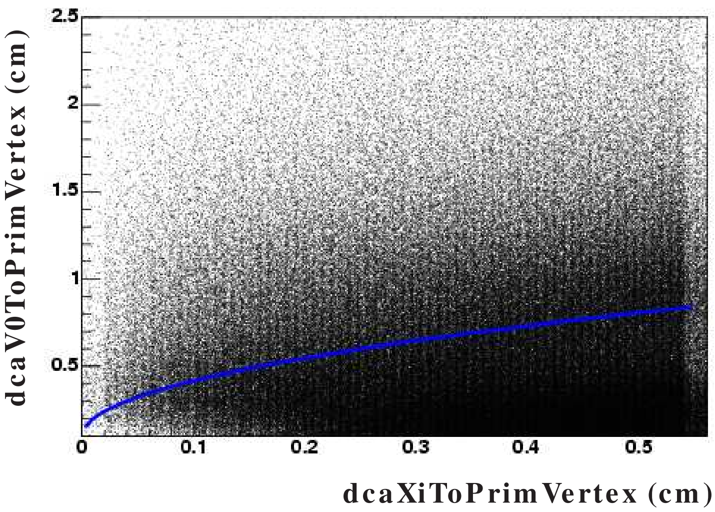


Figure 4.15 – Représentation de la corrélation entre la DCA du Ξ au vertex primaire de la réaction et de la DCA du Λ V0 au vertex primaire. La fonction utilisée pour la coupure sur ces deux variables y est également représentée.

ToPrimVertex et **dcaV0ToPrimVertex** tel qu'on peut le voir sur la figure 4.15 dans le cas des collisions Au+Au centrales. De façon certaine, on peut dire que le Ξ étant une particule primaire chargée et que le V0 étant une particule secondaire neutre, la distance au vertex primaire d'un Ξ sera toujours plus faible que la distance au vertex primaire de son enfant V0. Le Ξ étant chargé, il subit une trajectoire courbe dans le détecteur qui s'écarte du vertex primaire. À son point de désintégration, c'est le V0 qui emporte quasiment toute l'impulsion avec une trajectoire rectiligne, d'où l'idée qui en est née : **dcaXiToPrimVertex < dcaV0ToPrimVertex**. Au vu de la figure 4.15, on peut aller plus loin en écrivant dcaV0ToPrimVertex > $\sqrt{\text{dcaXiToPrimVertex}}$ + cste (courbe en trait plein sur la figure 4.15). Il s'est avéré que de toutes les coupures utilisées, seule cette coupure corrélée est dépendante de l'impulsion transverse coupant peu de signal à bas p_T et davantage à plus haut p_T. C'est finalement une coupure donnée par l'équation 4.4 qui a été retenue.

$$\text{dcaV0ToPrimVertex} = \sqrt{\text{dcaXiToPrimVertex}} + A + B * \left(1 - \frac{1}{1 + \exp(-C * \mathrm{p}_T + D)}\right) \quad (4.4)$$

Nous avons joué sur les différents paramètres (A, B, C et D) de cette coupure pour gagner le plus possible de signal à la fois en fonction de l'énergie de réaction mise en jeu mais surtout du domaine d'étude en centralité. Plus la collision est périphérique, plus la multiplicité de la réaction est faible et garder la même coupure que pour les collisions centrales réduit le signal. Il a donc été nécessaire de relâcher la coupure pour les collisions périphériques par rapport à celle utilisée pour les collisions les plus centrales. Les différents paramètres entrant en jeu dans la définition de cette coupure dépendante en p_T ont été déterminés par le processus d'optimisation précédemment introduit. Nous revenons plus en détail sur l'effet de ces quatre paramètres dans le chapitre 6. Les différentes coupures dépendantes en p_T finalement déterminées et utilisées pour notre analyse sont répertoriées dans la table 4.8 pour les collisions Au+Au à 200 et 62.4 GeV. Elle n'a pas été utilisée pour l'analyse des collisions d+Au pour lesquelles la faible multiplicité ne le nécessitait pas.

Fonction	Coupure corrélée
f1	dcaV0ToPrimVtx=$\sqrt{\text{dcaXiToPrimVtx}}$+0.0+0.4(1-1/(1+exp(-4ptXi+6)))
f2	dcaV0ToPrimVtx=$\sqrt{\text{dcaXiToPrimVtx}}$-0.10+0.4(1-1/(1+exp(-4ptXi+6)))
f3	dcaV0ToPrimVtx=$\sqrt{\text{dcaXiToPrimVtx}}$-0.15+0.05(1-1/(1+exp(-4ptXi+3)))
f4	dcaV0ToPrimVtx=$\sqrt{\text{dcaXiToPrimVtx}}$-0.20+0.05(1-1/(1+exp(-4ptXi+3)))
f1'	dcaV0ToPrimVtx=$\sqrt{\text{dcaXiToPrimVtx}}$-0.10+0.4(1-1/(1+exp(-4ptXi+6)))
f2'	dcaV0ToPrimVtx=$\sqrt{\text{dcaXiToPrimVtx}}$-0.15+0.4(1-1/(1+exp(-4ptXi+6)))
f3'	dcaV0ToPrimVtx=$\sqrt{\text{dcaXiToPrimVtx}}$-0.20+0.5(1-1/(1+exp(-4ptXi+3)))

Table 4.8 – Résumé des différentes coupures dépendantes en impulsion transverse que nous avons utilisées lors de l'analyse des données Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 et $\sqrt{s_{NN}}$ = 62.4 GeV.

- **Cas de la coupure supérieure** *decayLengthXi* **: asymétrie FFF / RFF**

La prise de données de l'année 2001 s'est faite dans deux configurations différentes du champ électromagnétique appliqué dans STAR : (1) avec un champ orienté selon l'axe du faisceau dans le sens Est-Ouest appelé *Forward Full Field* (par la suite, on le notera **FFF**) ; (2) avec un champ suivant l'axe du faisceau mais orienté en sens contraire Ouest-Est appelé *Reversed Full Field* (**RFF**). Ces deux configurations de champ ont conduit à l'analyse de deux jeux de données appelés FFF et RFF. Nous avons mené notre analyse en Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV, tout d'abord en distinguant ces deux configurations pour évaluer l'erreur systématique due à l'orientation du champ magnétique puis en incluant l'ensemble des fichiers en une seule analyse. Il s'est avéré qu'une nette différence des taux de production des Ξ en FFF et RFF a été observée, différence d'autant plus marquée que la collision est centrale (pour les collisions 0-5%, différence des taux de production de l'ordre de 15%). Ce point est brièvement discuté au chapitre 6. L'origine de cette asymétrie n'a pas encore été élucidée malgré une correction de charge qui a été appliquée sur les points d'ionisation de la TPC de STAR. Cette asymétrie FFF/RFF pourrait provenir également tout simplement du champ électromagnétique dont l'orientation ne serait pas parfaitement contrôlée.

Lors de notre analyse, en testant les effets des coupures sur les fichiers de donnée FFF et RFF pris séparément, il s'est avéré qu'une coupure supérieure sur le *DecayLength* du Ξ (*DecayLengthXi* $<$ 25cm) a considérablement diminué l'asymétrie jusqu'alors observée (FFF/RFF). Le tableau 6.1 montre les effets de cette coupure sur les données les plus centrales à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV.

4.2.3 Masse invariante

Finalement, l'application des coupures a permis de faire apparaître un signal de Ξ^-et un signal de $\bar{\Xi}^+$très marqués dans les distributions en masse invariante. Chaque pic de signal est centré autour de la masse théorique des Ξ. Les masses invariantes obtenues sur les domaines de centralité de nos études sont représentées sur les figure 4.16 (collisions Au+Au à 200 GeV), 4.17 (collisions Au+Au à 62.4 GeV) et 4.18 (collisions d+Au à 200 GeV) pour un domaine d'étude en rapidité de $|y| < \pm 0.75$ et en impulsion transverse de $0.7 < p_T < 6.0$ GeV/c (Au+Au à 200 GeV), $0.7 < p_T < 5.0$ GeV/c (Au+Au à 62.4 GeV) et $0.7 < p_T < 4.0$ GeV/c (d+Au à 200 GeV). Les spectres hachurés sont les distributions en masse invariante des $\bar{\Xi}^+$, les spectres vides sont ceux des Ξ^-.

Dans la mesure du possible, nous avons fait en sorte de récupérer après coupures un bruit de fond globalement plat. Il s'agit, en effet, par la suite, de décompter le nombre de Ξ^-et $\bar{\Xi}^+$obtenus dans les pics de signal. Cette étape peut se faire si le bruit de fond sous le pic est correctement estimé. Un bruit de fond plat peut faciliter son ajustement par une droite. La méthode utilisée pour extraire le signal de Ξ est décrite dans le paragraphe suivant.

Les figures montrent clairement que plus la collision est périphérique, plus le bruit de fond combinatoire est faible.

4.3 Technique d'estimation du bruit de fond

4.3.1 Comptage de canaux et ajustement des spectres

Nous avons utilisé trois méthodes d'extraction du signal du fond combinatoire.

- La première, qualifiée de "méthode de comptage de canaux" a consisté dans un premier temps à compter le contenu de chaque canal en masse dans une fenêtre à $\pm$13 MeV/c^2 de la masse théorique du Ξ (m_Ξ=1.321$\pm$ GeV/c^2). Ce domaine est représenté sur la figure 4.19 (zones pleines). Il correspond sur les deux distributions relatives aux Ξ^-et $\bar{\Xi}^+$à la zone hachurée centrale. Dans ce domaine qui entoure le pic central, on compte un certain nombre de "bons" Ξ appartenant au signal que l'on cherche à estimer, mais on compte également un certain nombre de "mauvais" Ξ appartenant au bruit de fond combinatoire sous le pic. Il faut soustraire ce bruit de fond au contenu du pic. Il a été estimé en sélectionnant deux fenêtres de 14 MeV/c^2 de part et d'autre du pic central où le bruit de fond est à peu près plat (deux domaines hachurés de part et d'autre de la zone hachurée centrale sur la figure 4.19). Nous avons compté dans ces deux fenêtres, les contenus de chaque canal. Ils sont tous sommés puis ramenés par une règle de trois à un domaine de 13×2 MeV/c^2 (largeur de la fenêtre sélectionnée sous le pic de Ξ). Une fois le bruit de fond estimé, il est soustrait à ce qui avait été compté sous le pic. Au final, il reste la valeur du signal de Ξ. Cette méthode est équivalente à estimer le bruit de fond sous le pic par un ajustement par un polynôme de premier degré car elle suppose que le bruit de fond sous le pic est plat.

- Les deux autres méthodes utilisées ont consisté à chercher une meilleure paramétrisation possible du bruit de fond par un polynôme de degré impair. Le nombre de candidats

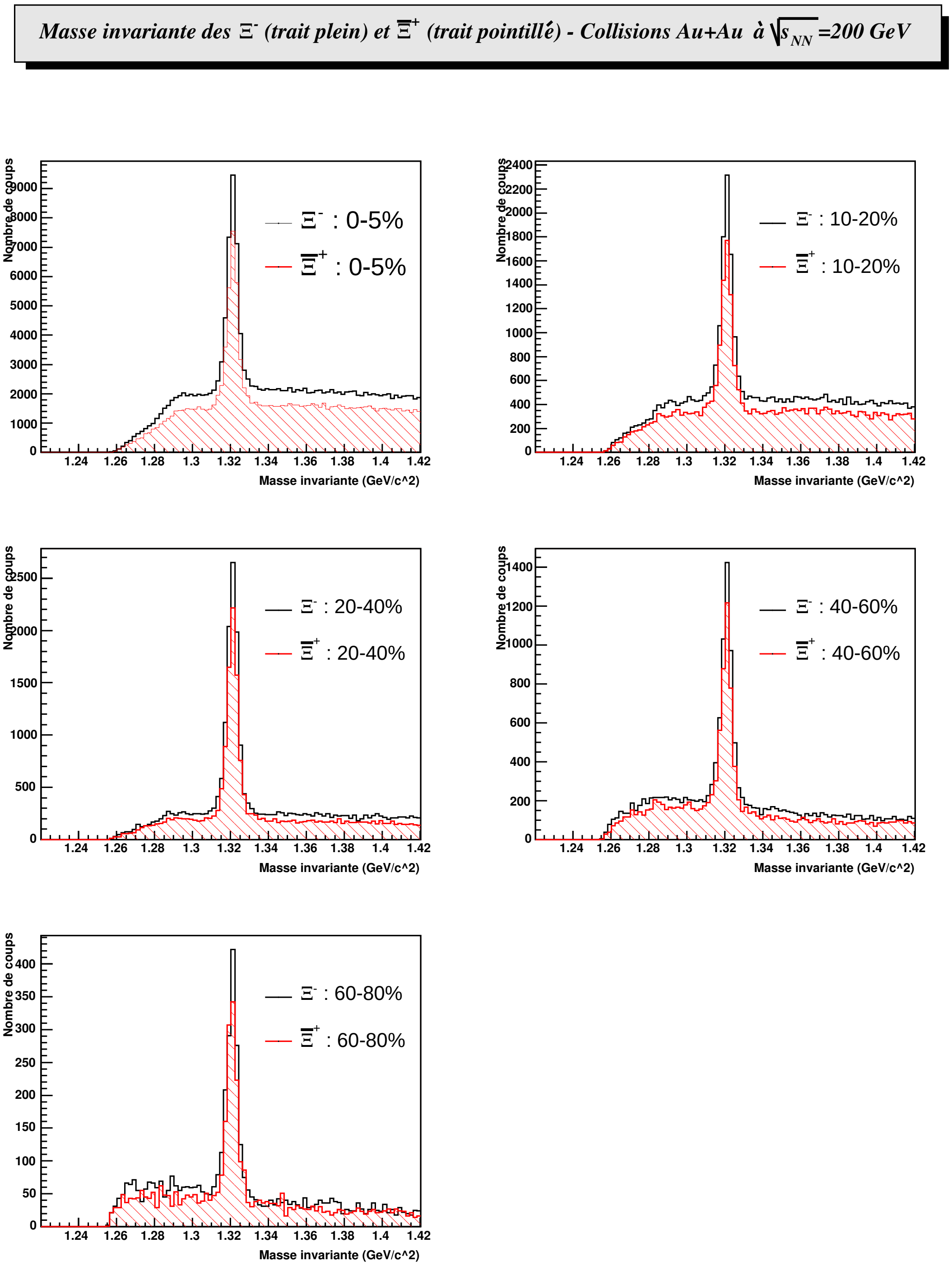


Figure 4.16 – Masse invariante des Ξ^-(spectres vides) et $\bar{\Xi}^+$(spectres hachurés) dans les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Cinq domaines de centralité sont étudiés (0-5%, 10-20%, 20-40%, 40-60% et 60-80% de la section efficace hadronique totale.)

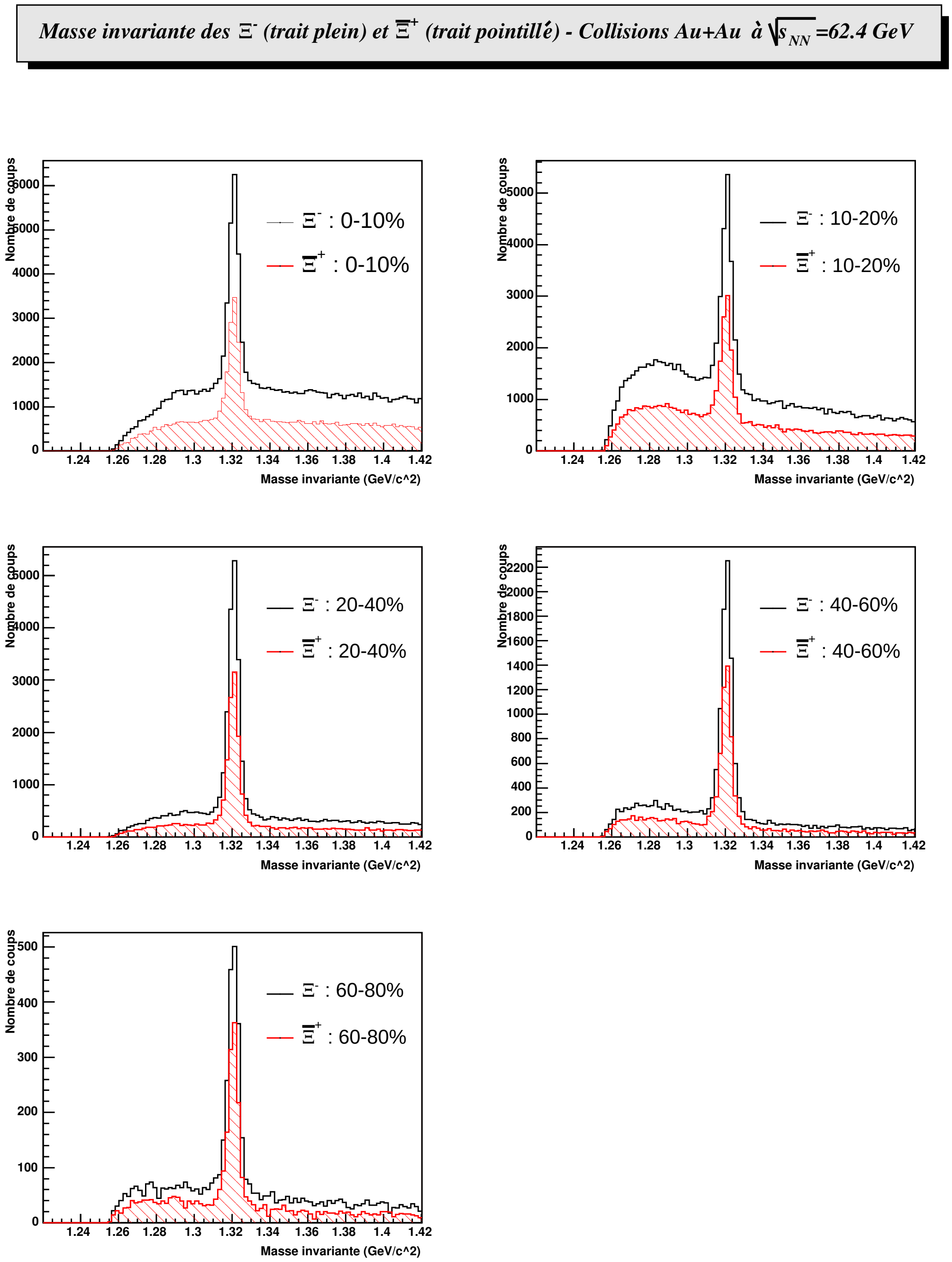


Figure 4.17 – Masse invariante des Ξ^-(spectres vides) et $\bar{\Xi}^+$(spectres hachurés) dans les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 62.4 GeV. Cinq domaines de centralité sont étudiés (0-10%, 10-20%, 20-40%, 40-60% et 60-80% de la section efficace hadronique totale.)

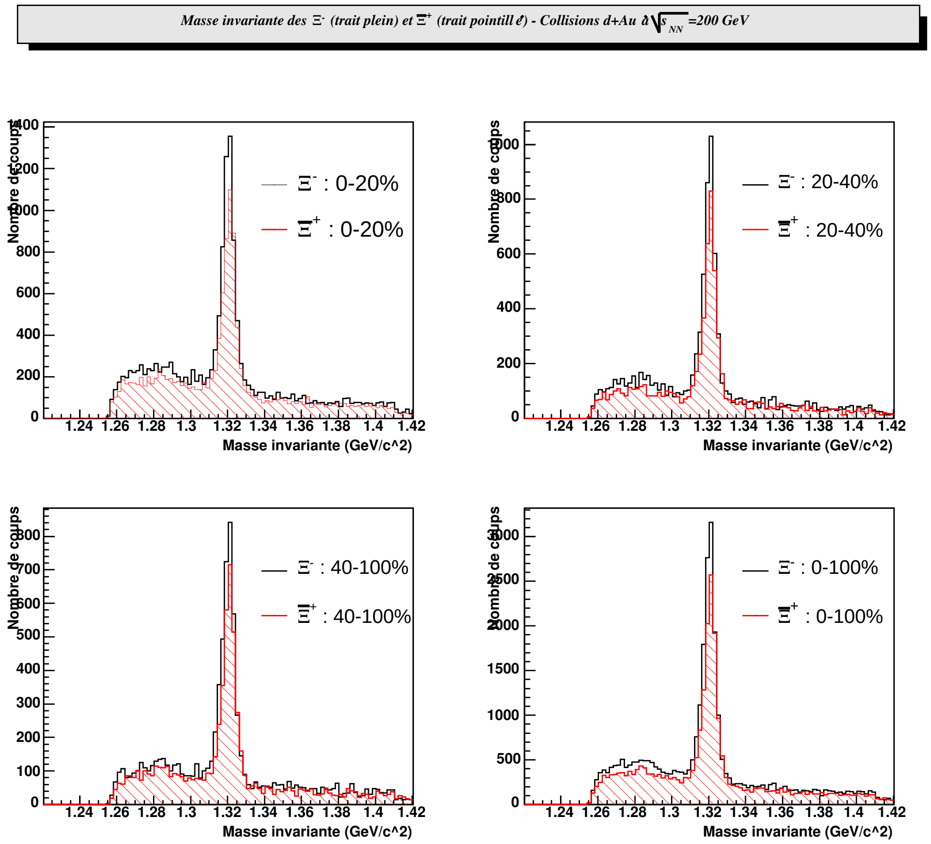


Figure 4.18 – Masse invariante des Ξ^-(spectres vides) et $\bar{\Xi}^+$(spectres hachurés) dans les collisions d+Au à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}}$ = 200 GeV. Quatre domaines de centralité sont étudiés (0-20%, 20-40%, 40-100% et 0-100% de la section efficace hadronique totale.)

Ξ sous le pic, comme précédemment a été estimé par comptage de canaux (zones pleines figure 4.19). Le bruit de fond a été ajusté dans un premier temps par des polynômes de degré 3 (fonction en trait plein sur la distribution du haut de la figure 4.19). Puis, dans un deuxième temps, par des polynômes de degré 7 (fonction en trait plein sur la distribution du bas de la figure 4.19). Ces polynômes ont alors été intégrés sur un domaine correspondant au domaine défini sous le pic de Ξ pour extraire la quantité de bruit de fond sous ce dernier. Cette quantité a alors été soustraite au contenu sous le pic.

Les résultats obtenus en utilisant ces différentes méthodes sont listés dans la table 4.9. Le chapitre 6 est consacré à l'estimation de l'erreur systématique engendrée par l'utilisation de ces différentes méthodes d'extraction du signal de Ξ. L'extraction du signal de Ξ a été réalisée sur les spectres en masse invariante précédemment présentés, c'est-à-dire les spectres correspondant à tout le domaine d'étude en impulsion transverse et en rapidité (voir conditions expérimentales d'analyse au paragraphe 5.6). Sur tout le domaine en p_T et en rapidité, on observe que globalement, ces méthodes d'extraction du signal des Ξ^-et $\bar{\Xi}^+$sont équivalentes. Nous ne donnons que les résultats obtenus par comptage de canaux et par ajustement par un polynôme de degré trois. Sont répertoriés dans cette table, les nombres non corrigés de Ξ^-et $\bar{\Xi}^+$produits, le rapport signal sur bruit et les nombres non

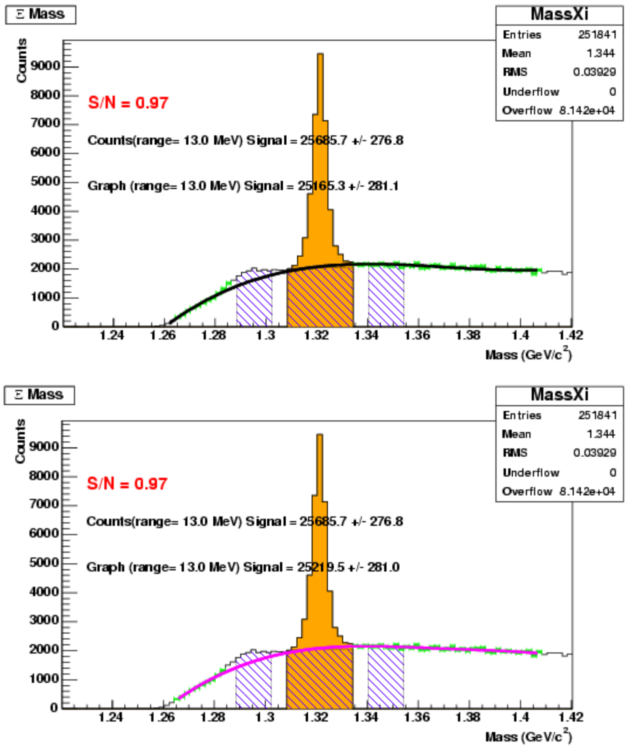


Figure 4.19 – Extraction du signal de Ξ par comptage de canaux (zones hachurées) et par ajustement du bruit de fond par un polynôme de degré 3 (haut) et de degré 7 (bas).

corrigés de Ξ^-et $\bar{\Xi}^+$obtenus par événement pour les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{\rm NN}}$ = 200 GeV, $\sqrt{s_{\rm NN}}$ = 62.4 GeV et d+Au à $\sqrt{s_{\rm NN}}$ = 200 GeV.

4.3.2 Une dépendance avec le domaine d'impulsion étudié

Ces techniques d'extraction du signal du bruit de fond combinatoire semblent équivalentes si on regarde leur résultat sur les spectres en masse invariante intégrés en p_T (m_T) et en rapidité. Cependant, notre analyse a consisté à séparer l'étude en plusieurs domaines en impulsion transverse (masse transverse). Il s'avère que sur ces différents domaines d'étude, la forme du bruit de fond varie énormément avec l'impulsion transverse (la masse transverse). Dans ces conditions, les trois techniques d'extraction du signal de Ξ précédemment citées ne sont plus équivalentes. Certaines sont pertinentes pour certains domaines en p_T (m_T). D'autres sont meilleures sur d'autres domaines. Les figures 4.20 et 4.21 prises en exemple, montrent que l'extraction du signal par une méthode de comptage de canaux a tendance à surévaluer légèrement ce dernier dans le domaine des basses impulsions transverses. Cette technique, à l'inverse, a tendance à sous-évaluer le signal de Ξ sur certains autres domaines comme illustré sur la figure 4.22.

Pour pallier, en partie, ce problème, les autres méthodes d'extraction du bruit de fond ont été appliquées en parallèle au comptage de canaux. Sur la figure 4.22, nous observons clairement que, pour le domaine d'impulsion transverse $2.4 < p_T < 2.8$ GeV/c, dans le cas des collisions centrales, un ajustement par un polynôme de degré 3 semble plus pertinent pour extraire le signal que le comptage des canaux. Pour comparaison, nous montrons

Méthodes	Centralité	*raw* Ξ^-	S/N	*raw* $\bar{\Xi}^+$	S/N	Ξ^-/ évt	$\bar{\Xi}^+$/ évt
Collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV							
1	$0-5\%$	25685.7 ± 276.8	0.97	20899.6 ± 242.6	1.06	$3,5$ %	$2,8$ %
2	$0-5\%$	25165.3 ± 281.1	0.97	20625.9 ± 246.1	1.06	$3,4$ %	$2,8$ %
1	$10-20\%$	6491.0 ± 131.6	1.16	5217.7 ± 116.3	1.21	$4,5$ %	$3,6$ %
2	$10-20\%$	6477.9 ± 133.2	1.16	5049.3 ± 118.4	1.21	$4,5$ %	$3,5$ %
1	$20-40\%$	8395.8 ± 120.8	2.62	7001.7 ± 108.1	2.88	$2,8$ %	$2,4$ %
2	$20-40\%$	8071.8 ± 123.0	2.62	6702.9 ± 110.3	2.88	$2,7$ %	$2,3$ %
1	$40-60\%$	4121.3 ± 93.1	1.75	3523.5 ± 84.0	1.93	$1,5$ %	$1,2$ %
2	$40-60\%$	4089.8 ± 94.2	1.75	3517.2 ± 84.8	1.93	$1,4$ %	$1,2$ %
1	$60-80\%$	1192.8 ± 49.4	1.84	1051.4 ± 44.6	2.16	0.42 %	0.37 %
2	$60-80\%$	1217.7 ± 49.6	1.84	1046.0 ± 45.1	2.16	0.42 %	0.36 %
Collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 62.4 GeV							
1	$0-10\%$	17295.6 ± 225.9	0.99	10177.1 ± 162.8	1.20	2.8 %	1.67 %
2	$0-10\%$	16210.8 ± 231.0	0.99	9371.4 ± 167.1	1.20	2.65 %	1.54 %
1	$10-20\%$	13659.7 ± 212.4	0.84	8094.1 ± 154.3	0.99	2.57 %	1.52 %
2	$10-20\%$	13658.8 ± 215.2	0.84	8199.5 ± 155.8	0.99	2.57 %	1.54 %
1	$20-40\%$	16728.3 ± 163.9	3.18	10239.5 ± 123.8	3.89	1.37 %	0.84 %
2	$20-40\%$	16541.4 ± 165.6	3.18	10023.2 ± 125.4	3.89	1.35 %	0.82 %
1	$40-60\%$	7129.2 ± 106.4	3.28	4475.2 ± 82.4	3.73	0.59 %	0.37 %
2	$40-60\%$	7176.4 ± 106.9	3.28	4588.6 ± 82.2	3.73	0.60 %	0.38 %
1	$60-80\%$	1979.8 ± 55.0	2.40	1108.0 ± 43.4	2.75	0.16 %	0.09 %
2	$60-80\%$	1713.1 ± 55.2	2.40	1186.6 ± 42.8	2.75	0.14 %	0.10 %
Collisions d+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV							
1	$0-20\%$	4743.5 ± 93.0	2.35	3831.8 ± 83.7	2.32	0.37 %	0.30 %
2	$0-20\%$	5038.3 ± 92.2	2.35	4093.5 ± 82.9	2.32	0.39 %	0.32 %
1	$20-40\%$	3437.0 ± 74.3	3.18	2760.9 ± 66.8	3.13	0.24 %	0.19 %
2	$20-40\%$	3601.4 ± 215.2	3.18	2894.7 ± 66.3	3.13	0.25 %	0.20 %
1	$40-100\%$	3036.8 ± 70.6	3.00	2540.8 ± 64.1	3.11	0.086 %	0.072 %
2	$40-100\%$	3181.9 ± 70.1	3.00	2686.6 ± 63.5	3.11	0.090 %	0.076 %
1	$0-100\%$	10947.7 ± 135.5	2.85	8974.9 ± 122.4	2.88	0.17 %	0.14 %
2	$0-100\%$	11443.5 ± 134.7	2.85	9428.9 ± 121.5	2.88	0.18 %	0.15 %

Table 4.9 – Nombres non corrigés de Ξ^-et $\bar{\Xi}^+$reconstruits pour les trois systèmes de notre étude. Deux valeurs sont données pour chaque domaine de centralité correspondant à l'extraction du signal à partir de deux méthodes différentes (comptage de canal (méthode 1) et ajustement par un polynôme de degré 3 (méthode 2)). Le nombre non corrigé de Ξ reconstruits par événement est également présenté.

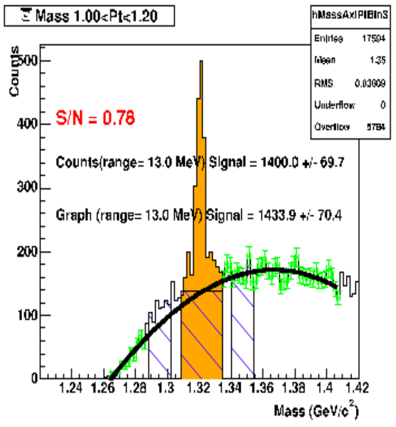


Figure 4.20 – Un ajustement par un polynôme de degré 3 surévalue le pic de signal.

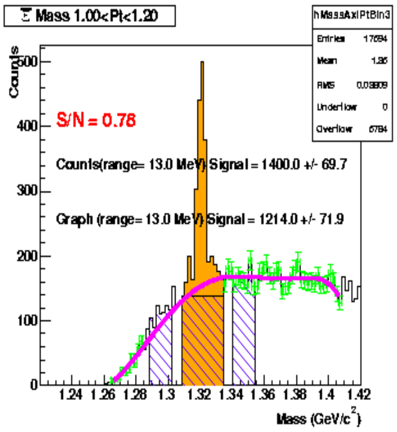


Figure 4.21 – L'ajustement par un polynôme de degré 7 semble meilleur.

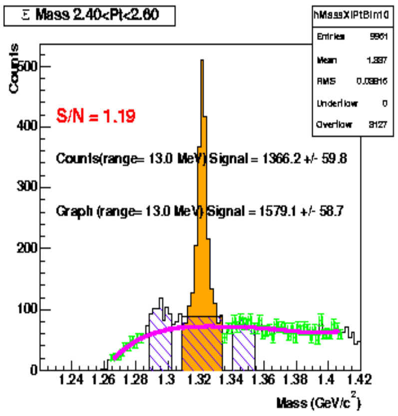


Figure 4.22 – Mise en défaut du comptage de canaux aux bas p_T. Un ajustement par un polynôme de degré 7 est plus adapté.

également sur les figures 4.20 et 4.21, la pertinence des polynômes de degré 3 et de degré 7 pour reproduire la forme des spectres en masse invariante à bas p_T. Dans le cas choisi ici, le polynôme de degré 7 semble meilleur pour reproduire la forme du bruit de fond qu'un polynôme de degré 3. Au final, la meilleure extraction du signal de Ξ résulte de la prise en compte de toutes ces techniques. C'est ce dont nous discutons au chapitre 6 lors de l'évaluation de l'erreur systématique de nos analyses.

4.4 Premiers résultats non corrigés : le rapport $\bar{\Xi}^+/\Xi^-$

Nous venons de détailler les étapes d'analyse pour l'extraction du nombre de Ξ par domaine de p_T (m_T). Nous avons mené cette étude en fonction de la rapidité, de la centralité, de l'impulsion totale des particules à partir des spectres en masse invariante. À ce stade de l'analyse, il est d'ores et déjà possible d'extraire une information physique en étudiant le rapport $\bar{\Xi}^+/\Xi^-$. La TPC de STAR ayant une couverture azimutale complète et le champ magnétique appliqué étant a priori uniforme et parallèle à l'axe du faisceau, la désintégration des Ξ^-et des $\bar{\Xi}^+$, tout comme leur reconstruction, devraient se faire de façon identique à pseudorapidité et impulsion transverse identiques. Dans ces conditions, les corrections à apporter aux Ξ^-et $\bar{\Xi}^+$étant identiques, ces dernières devraient s'éliminer en faisant le rapport des antiparticules sur les particules sur chaque canal en p_T ou $m_T - m_0$ étudié nous permettant une étude "physique" du rapport $\bar{\Xi}^+/\Xi^-$.

4.4.1 Dépendance du rapport $\bar{\Xi}^+/\Xi^-$ avec la rapidité

Quelle que soit la classe de centralité à laquelle on se place et quel que soit le système étudié, le rapport $\bar{\Xi}^+/\Xi^-$suit l'évolution présentée sur la figure 4.23 pour les trois systèmes Au+Au et d+Au. Dans le cas des collisions Au+Au à 62.4 et 200 GeV, nous avons choisi arbitrairement de représenter le rapport pour les collisions centrales. Dans le cas d+Au, ce sont les données *MinBias* qui ont été exploitées ici pour avoir plus de statistique. Pour le domaine en rapidité sur lequel on a pu se placer ($|y| < \pm 0.75$), le rapport ne montre aucune dépendance significative avec la rapidité moyennant les barres d'erreur. Cela suggère que les formes des distributions en rapidité des taux de production des Ξ^-et $\bar{\Xi}^+$sont identiques sur $|y| < \pm 0.75$. Cela peut être comparé avec les distributions en rapidité nette des protons mesurés par la collaboration BRAHMS (chapitre 3, paragraphe 3.1.1.3) ainsi qu'avec les rapports $\bar{p}/p$ en fonction de la rapidité. On s'attend à ce que le rapport diminue pour une rapidité qui augmente au RHIC. Nombreuses en sont les causes : (1) l'antimatière est abondamment créée à mi-rapidité où la densité d'énergie est la plus importante ; (2) dans le cas où le pouvoir d'arrêt est faible, on retrouve les "restes" des noyaux donc les restes de la matière aux hautes rapidités, *etc.*

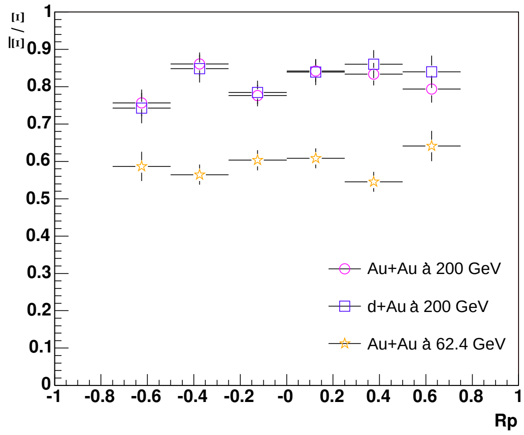


Figure 4.23 – Dépendance de $\bar{\Xi}^+/\Xi^-$avec la rapidité pour les collisions centrales Au+Au à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}}$ = 200 GeV (ronds), centrales Au+Au à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}}$ = 62.4 GeV (étoiles) et *MinBias* d+Au à 200 GeV (carrés).

Comment expliquer dès lors ce que nous observons ? Tout d'abord, le domaine d'étude en rapidité est trop faible pour extraire une systématique claire sur la dépendance en rapidité du rapport. De plus, a priori les baryons multiétranges ne devraient pas suivre l'évolution du rapport $\bar{p}/p$ avec la rapidité. Que ce soient les Λ, Ξ ou Ω, ces derniers demandent au moins un quark étrange pour être créés et il en va de même pour leurs antiparticules. Les quarks étranges étant créés par paires, on devrait observer une dépendance avec la rapidité du rapport $\bar{B}/B$ d'autant plus faible que le baryon est étrange. Dit autrement, les spectres en rapidité des Ξ^-et $\bar{\Xi}^+$sont quasiment identiques et "piqués" à mi-rapidité (plat sur notre domaine d'étude), à la différence des spectres des p et p̄. Le spectre des p̄ devrait être piqué à mi-rapidité tandis que celui des protons devrait présenter deux bosses à plus haute rapidité où on retrouve une partie de la matière des projectile et cible. Cette forme de spectre est aussi dépendante de l'énergie des noyaux incidents.

4.4.2 Dépendance de $\bar{\Xi}^+/\Xi^-$ avec l'impulsion transverse

Nous avons ensuite étudié la dépendance en impulsion transverse du rapport $\bar{\Xi}^+/\Xi^-$. Ce dernier est présenté pour les collisions Au+Au à 200 GeV, à 62.4 GeV (collisions centrales) et d+Au à 200 GeV (collisions *MinBias*) sur la figure 4.24. Ces rapports sont constants avec l'impulsion transverse ainsi que tous les rapports pour les autres centralités que nous ne montrons pas ici. Il semblerait cependant que le rapport à 62.4 GeV ne soit pas complètement plat dans le cas des collisions centrales. Cela peut être dû à l'absorption des antiparticules dans certains matériaux du détecteur. Cette absorption est favorisée aux basses impulsions transverses ou aux plus basses énergies. En plus de la plus faible énergie des noyaux incidents à 62.4 GeV, l'absorption a été probablement plus présente lors de cette prise de données car, à cette période, le SSD a été ajouté dans STAR. La quantité de matière autour du vertex primaire a donc augmenté par rapport à l'année 2001. Il en est probablement de même pour l'absorption. Ce phénomène a été en partie corrigé lors de la correction des données (chapitre 5). Le fait que le rapport $\bar{\Xi}^+/\Xi^-$soit plat avec l'impulsion

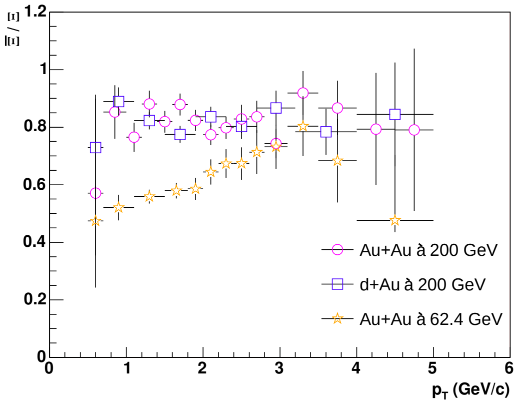


Figure 4.24 – Dépendance de $\bar{\Xi}^+/\Xi^-$avec la rapidité pour les collisions centrales Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV (ronds), centrales Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 62.4 GeV (étoiles) et *MinBias* d+Au à 200 GeV (carrés).

transverse suggère que les distributions en impulsion transverse des Ξ^-et $\bar{\Xi}^+$ont la même forme et que leurs mécanismes de production sont quasiment identiques en fonction de p_T.

4.4.3 Dépendance du rapport $\bar{\Xi}^+/\Xi^-$ avec la taille du système

Finalement, la dépendance du rapport $\bar{\Xi}^+/\Xi^-$ a été étudiée avec la centralité de la collision et donc avec la taille du système. Elle est également comparée à l'évolution des rapports $\bar{p}/p$ et $\bar{\Lambda}/\Lambda$ en fonction de la taille du système [Long 04]. Que ce soit à une énergie de 62.4 ou de 200 GeV, le rapport ne montre aucune dépendance significative avec la centralité sur le domaine couvert (figure 4.25). Ce dernier vaut 0.59 ± 0.01 pour les collisions centrales Au+Au à 62.4 GeV et 0.82 ± 0.01 pour les collisions centrales à 200 GeV (on pourra ajouter à ces valeurs $\sim 10\%$ d'erreur systématique.). On observe une augmentation du rapport avec l'énergie du système, comportement en accord avec ce qui est attendu : plus l'énergie dans le centre de masse est importante et plus la formation d'antimatière est favorisée et le système se rapproche d'un état dont la densité baryonique nette diminue. L'ajout des trois points obtenus pour les collisions d+Au à 200 GeV (figure de droite) confirme que le rapport n'a pas de dépendance avec la taille du système. Cette distribution sera rediscutée dans le chapitre 8. On note un comportement analogue avec la centralité pour les rapports de particules contenant aucun ou un quark étrange suggérant que le contenu en quarks ne joue pas sur l'évolution du rapport $\bar{\text{B}}$/B avec la centralité de la collision.

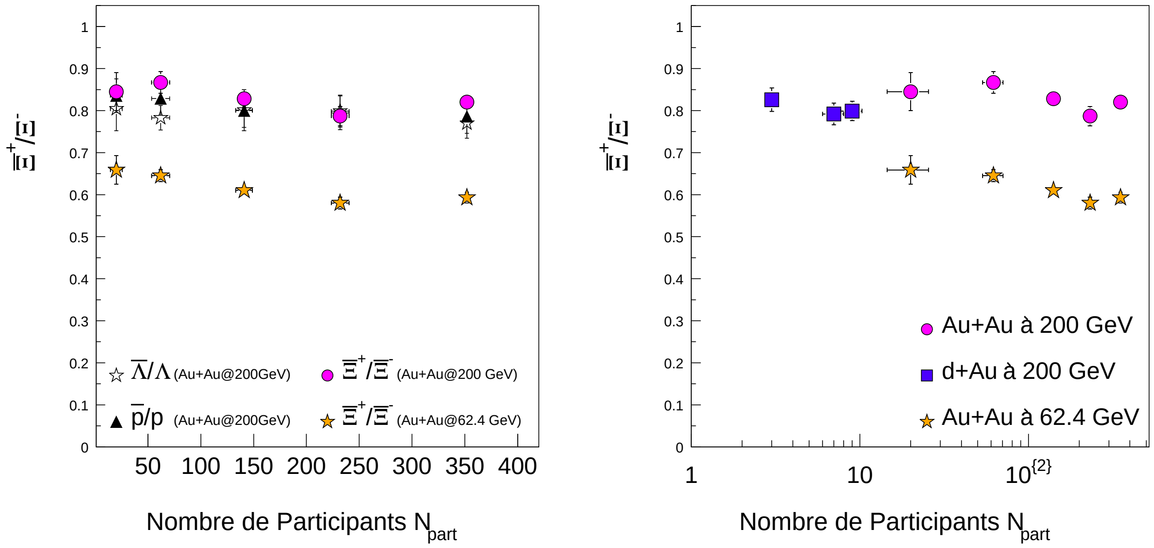


Figure 4.25 – Dépendance du rapport $\bar{\Xi}^+/\Xi^-$avec la centralité pour les collisions centrales Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV (rond), centrales Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 62.4 GeV (étoiles) et *MinBias* d+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV.

CHAPITRE 5

Correction des données

La Pie-grièche à tête rousse
Lanius senator

Nous avons développé une méthode permettant d'extraire un signal de Ξ^-et de $\bar{\Xi}^+$d'un bruit de fond combinatoire très important avec pour objectif d'obtenir des taux de production de ces particules par événement. À ce stade de l'analyse, il n'est pas encore possible de déterminer directement ces taux de la mesure des Ξ reconstruits, car ces derniers ne représentent qu'une partie du nombre de particules réellement créées par événement. Expérimentalement, l'appareil de mesure utilisé n'étant pas parfait, il entache la mesure, au même titre que la qualité des méthodes de reconstruction, d'un biais non négligeable que l'on est amené à quantifier. Il s'agit donc d'estimer la quantité de produits de décroissance ayant échappé à la détection, d'extraire ainsi l'efficacité totale du détecteur et de corriger les résultats bruts d'analyse.
La méthode que nous utilisons pour la correction des données est une technique Monte-Carlo (MC) dite d'*embedding*. Cette méthode est un peu plus astucieuse qu'une comparaison des données réelles à des données simulées de particules interagissant dans un simulateur de détecteur. Nous présentons la méthode d'*embedding* et ses avantages dans le paragraphe suivant. Comme son nom l'indique (*to embed* qui signifie "mettre à l'intérieur"), l'*embedding* consiste à introduire des Ξ simulés dans des événements réels et c'est l'association des Ξ simulés avec les Ξ reconstruits que l'on utilise pour la correction. Les traces simulées dans des événements réels sont à la fois traitées par la chaîne de reconstruction de STAR puis par notre propre code d'analyse. La correction apportée finalement aux données prend en compte les effets de l'acceptance géométrique du détecteur et l'efficacité de reconstruction des traces donc des vertex de décroissance. Ces deux contributions sont explicitées dans le paragraphe 5.2.

5.1 La technique d'*embedding*

5.1.1 Génération de particules par simulation

La première étape de l'*embedding* consiste à générer par simulation les particules Ξ^-et $\bar{\Xi}^+$potentiellement créées par une collision donc qui proviennent du vertex primaire d'un événement réel dans lequel elles seront incluses. La désintégration de ces particules depuis le vertex primaire est primordiale. L'ensemble des coupures géométriques appliquées aux traces de particules réelles lors de l'analyse devront également être appliquées aux particules simulées pour en estimer l'efficacité ; un grand nombre de ces coupures étant reliées au vertex primaire.

5.1.1.1 Vertex primaire et multiplicité

Le générateur de particules GENTX est utilisé pour simuler les Ξ^-et $\bar{\Xi}^+$. Il exploite l'information qui lui a été transmise au préalable sur la position du vertex primaire d'un événement donné et sur sa multiplicité. GENTX génère alors un certain nombre de particules qui proviennent d'événements dont la position du vertex primaire n'est pas fixe mais se distribue le long de l'axe du faisceau z sur un domaine déterminé. Cette variation de position joue sur la détermination de l'acceptance du détecteur et doit être prise en compte lors de son calcul. Pour cela, nous avons sélectionné des événements de l'*embedding* dont la distribution en z sur la position des vertex primaires est statistiquement équivalente à la distribution des événements analysés.

Le nombre de particules Monte-Carlo simulées représente quelques pour cents de la multiplicité de l'événement réel. La quantité de particules simulées et ajoutées à un événement réel ne doit pas trop modifier les caractéristiques de l'événement et diminuer l'efficacité totale du détecteur. Dans le cas des collisions les plus centrales, l'augmentation de la multiplicité suite à l'insertion de particules simulées dans un événement réel est de l'ordre de quelques pour cents en Au+Au. Dans le cas de collisions plus périphériques ou des collisions d+Au, l'augmentation est encore plus faible. Il sera donc nécessaire par la suite de prendre en compte ce changement de multiplicité pour réestimer les domaines de centralité des données réelles (paragraphe 5.5.2).

5.1.1.2 Distribution des particules dans l'espace des phases

Les échantillons simulés ne sont pas générés de façon aléatoire et leurs distributions en rapidité et en impulsion transverse peuvent être choisies judicieusement. Les particules sont distribuées uniformément dans le plan azimutal de 0 à 2π. La distribution en rapidité est prise uniforme sur le domaine -1.2 < y < 1.2. On majore et minore ainsi le domaine expérimental sur lequel les Ξ ont une distribution quasiment uniforme en rapidité. En ce qui concerne la distribution en impulsion transverse, elle ne doit pas être nécessairement statistiquement représentative des données réelles, non seulement car la forme des spectres est une observable que nous souhaitons mesurer mais aussi car l'analyse se faisant sur plusieurs canaux en p_T, les corrections apportées seront faites par canal d'impulsion donnée et pas sur tout le domaine mesuré.

Deux options s'offrent à nous : une distribution uniforme ou une distribution thermique de type Maxwell / Boltzmann. Le premier cas est écarté car une distribution uniforme permet de calculer l'efficacité totale du détecteur avec une erreur statistique équivalente sur tous les canaux en p_T utilisés. Ceci peut fausser le calcul d'erreur expérimental. Les spectres en impulsion transverse à très bas ou très haut p_T qui ont une erreur importante, dans le cas des Ξ, ne demandent pas à être corrigés avec la même précision que les canaux où l'on a plus de statistique. Les Ξ ont donc été simulés par des distributions maxwelliennes de paramètre de pente inverse T égal à 350 MeV (ordre de grandeur de la valeur expérimentale attendue). De cette façon, les erreurs statistiques dues à l'*embedding* sont équitablement réparties sur le spectre en p_T.

5.1.2 Propagation des particules simulées dans le dispositif expérimental - GEANT

5.1.2.1 Simulation des particules dans STAR

Les particules, une fois générées, sont propagées dans le détecteur STAR par l'intermédiaire du programme de simulation GEANT [Brun 87] adapté à l'expérience.

Ce programme répertorie l'ensemble du matériel utilisé dans STAR pour la détection des particules que ce soient les détecteurs propres, les systèmes de refroidissement, l'électronique de mesure, les tubes de faisceau, etc. Chaque sous-partie, de par sa composition et sa position, joue un rôle sur la trajectoire des particules dans le détecteur sous l'effet du champ magnétique. GEANT doit reproduire de façon réaliste les phénomènes de diffusion multiple, de perte d'énergie ou d'absorption liés aux matériaux ainsi que les effets liés au champ magnétique. GEANT est capable de simuler la propagation des particules dans le détecteur STAR, leur décroissance suivie de la propagation des particules filles et tous les effets physiques liés à leur passage dans les matériaux comme en particulier l'ionisation du gaz qui se produit dans la TPC. Il s'agira ensuite de simuler la réponse de la TPC à cette ionisation. Lors de la simulation, tous les rapports d'embranchement dans les canaux de décroissance étudiés sont mis à 100%. Il conviendra par la suite de corriger les résultats des bons rapports d'embranchement.

5.1.2.2 Simulation de la réponse de la TPC

Une fois que les particules ont été propagées dans STAR, il est nécessaire de simuler la réponse de chacun des détecteurs et de l'électronique associée, de façon à simuler complètement un événement réel.

La TPC étant le principal détecteur de STAR, nous avons choisi de présenter très brièvement le programme utilisé pour simuler sa réponse ; cependant, pour chaque détecteur et chaque étape d'analyse, des simulateurs variés sont exploités. C'est le programme TRS (TPC Response Simulator) qui prend en charge la suite de la simulation pour étudier la réponse de la TPC à l'ionisation. Cela signifie :

- simuler la dérive des électrons générés par GEANT dans la TPC depuis la trace chargée qui leur a donné naissance jusqu'au plan de lecture de la TPC et en parallèle, simuler la réponse de son électronique,
- amplifier les charges collectées sur la grille anode présentée au chapitre 3,
- induire des charges sur les cellules de lecture, les *pads*,
- simuler la réponse de l'électronique de la TPC en générant dans un premier temps la chaîne d'électronique analogique et dans un deuxième temps en numérisant le signal.

Plus de détails sur le TRS sont présentés dans [Long 02].

5.1.3 Insertion des particules simulées dans un événement réel et reconstruction de cet événement

À ce stade, l'événement dont nous disposons rassemble l'ensemble des signaux tels que le détecteur aurait pu les produire et contient en plus l'information permettant de relier les signaux aux particules simulées (MCId, parentId...). Le vertex primaire associé à ces particules simulées coïncide avec le vertex d'un événement réel donné. L'étape suivante consiste à insérer l'information dont on dispose sur cet événement MC digitalisé aux données de l'événement réel délivré par la DAQ. Ce nouvel événement est ensuite soumis à la chaîne de reconstruction de STAR (chapitre 4) utilisée pour les données réelles. Finalement, l'information Monte-Carlo et les données reconstruites contenant les données réelles (parmi lesquelles sont encapsulées les données simulées) sont stockées dans des Dst ou μDst pour chaque événement.

5.1.4 Association particules simulées / particules reconstruites

La dernière étape de la constitution de fichiers d'*embedding* qui serviront à l'estimation de l'efficacité du dispositif expérimental consiste à associer certaines traces Monte-Carlo (MC) "*embeddées*" aux traces reconstruites.

> Cette association est réalisée tout d'abord point par point. Un point d'impact simulé dans la TPC est associé à un point reconstruit si la distance qui les sépare est inférieure à 0.5 cm en x, y et z. Ensuite, c'est trace par trace que l'on cherche à associer une trace MC à une trace reconstruite. Cette fois, le critère déterminant pour l'association est le nombre minimum de points qu'ont en commun les deux traces (un minimum de 3 points est imposé). Cette association permet de remonter à l'association des vertex secondaires de la réaction en commençant par le vertex du Λ V0. Pour qu'un V0 reconstruit soit associé à un V0 MC, il faut que ses traces filles reconstruites soient associées aux traces des deux particules filles d'un V0 MC. On procède finalement de même pour l'association d'un Ξ reconstruit et d'un Ξ MC avec les traces des pions Bachelor et des V0. L'information sur les traces et vertex associés est également stockée dans les Dst et μDst précédemment citées.

5.1.5 Les avantages et inconvénients de l'*embedding*

L'idée générale que nous suivons pour la correction des données est dans l'ensemble assez commune aux techniques habituellement utilisées. Ces dernières consistent à générer par simulation les particules, puis à faire décroître ces particules simulées dans un programme de simulation de détecteur, de telle sorte qu'une comparaison de ce que l'on extrait en sortie du détecteur simulé et de ce qui a été généré en entrée de ce dernier nous renseigne sur son efficacité.

L'acceptance du détecteur n'étant liée qu'à sa géométrie, elle est entièrement déterminée par des simulations. En revanche, l'efficacité de reconstruction est très dépendante des conditions de l'expérience (multiplicité des particules, secteurs inactifs, *etc.*) et des simulations seules ne sont pas suffisantes pour la déterminer.

La technique d'*embedding* permet de prendre en compte ces conditions et est plus pertinente, plus réaliste pour estimer les différentes sources de bruits expérimentaux qu'une simple comparaison données / simulations. Elle se distingue par le fait qu'elle utilise une partie des données réelles pour extraire l'efficacité du détecteur. Nous ne comparons plus les données simulées obtenues en sortie avec ce qui a été mis en entrée. Seules les données simulées que l'on a pu associer à des particules reconstruites sont comparées avec les particules Monte-Carlo mises en entrée. Cela signifie, par exemple, que si pour une mesure donnée, un secteur de TPC était défectueux, les particules qui l'ont traversé n'y ont pas laissé de traces et n'ont pas été mesurées alors que dans cette portion, le détecteur a bel et bien été traversé par des particules. Si à présent, pour corriger les données, seules les particules simulées sont utilisées, dans GEANT qui ne prend pas en compte les défauts ponctuels (dans le temps et dans l'espace) d'un détecteur, des particules simulées seront propagées dans les 4π du détecteur, y compris dans la partie où le secteur de la TPC était défectueux et ce défaut ne sera pas pris en compte dans la correction. Si en revanche, nous décidons de ne garder que les particules simulées que l'on a pu associer à des particules reconstruites, alors le défaut du détecteur pour la mesure donnée sera bien pris en compte car, lors de la reconstruction, aucune particule n'aura laissé de traces dans le secteur de TPC défectueux. Aucune particule simulée dans ce secteur ne sera retenue et l'efficacité finale prendra bien en compte le défaut du détecteur. L'autre avantage de l'*embedding* concerne les effets de la multiplicité sur la reconstruction. La grande multiplicité des événements de haute énergie peut entraîner une incertitude sur la position de chaque point. Les traces MC reconstruites pourront inclure des points non simulés de traces réelles. On prend ainsi en compte les erreurs de la reconstruction (dans le cas de la reconstruction des données réelles seules, ce même type d'erreur de reconstruction peut intervenir en associant des points ne provenant pas de la même décroissance de particules). Si la multiplicité était moins importante, la reconstruction des traces se ferait avec beaucoup plus d'aisance et de justesse. Les données réelles "*embeddées*" permettent donc de travailler "dans les conditions expérimentales". Pour qu'il en soit ainsi par des simulations, cela réclamerait un travail phénoménal, ne serait-ce que pour simuler l'ensemble des points d'ionisation et des traces d'un événement réel.

En ce sens, cette technique d'*embedding* est beaucoup plus performante pour extraire l'efficacité "vraie" de l'appareil de mesure surestimée par des simulations seules.

On peut s'interroger sur les points faibles de cette technique. Simuler au mieux un détecteur depuis sa géométrie jusqu'à son électronique n'est pas simple. Il faut pouvoir reproduire les réponses de détecteur donc inclure l'ensemble des défauts ou caractéristiques de ces derniers dans la chaîne de reconstruction. Or rien n'est infaillible. Comment dès lors estimer l'erreur faite sur les détecteurs pour être certain de l'efficacité totale de la mesure ?

5.2 Correction en acceptance et efficacité de reconstruction

5.2.1 Corriger des effets de l'acceptance du détecteur

5.2.1.1 Acceptance

L'ensemble des particules Ξ mesurées ne globalise pas l'ensemble des particules effectivement créées lors de la collision et la première cause est d'ordre géométrique. Le détecteur, tel qu'il est constitué, ne permet pas la mesure de particules de haute rapidité qui peuvent sortir du dispositif STAR sans jamais réellement atteindre la TPC. De même, toutes les particules de faible impulsion (donc de très grande courbure sous l'effet du champ magnétique) peuvent ne pas traverser la TPC ou ne laisser que quelques points d'ionisation dans cette dernière, condition insuffisante pour permettre la reconstruction de leur trace associée. Pour une particule de très haut p_T, c'est-à-dire ayant une trajectoire de trace quasiment rectiligne, il est possible d'envisager que cette dernière passe entre deux secteurs

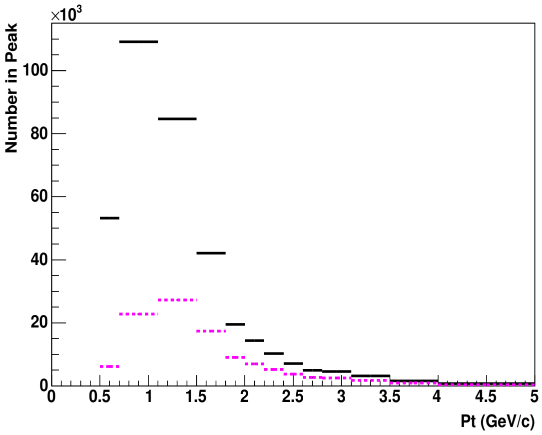


Figure 5.1 – Spectres en p_T des Ξ^-MC générés (trait plein) et des Ξ^-MC dans l'acceptance (pointillés) pour les collisions Au+Au centrales à 62.4 GeV.

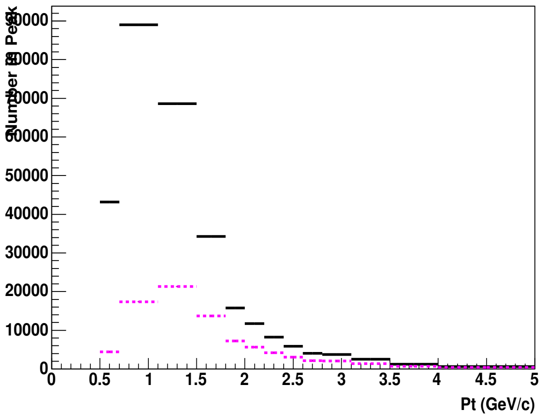


Figure 5.2 – Spectres en p_T des $\bar{\Xi}^+$MC générés (trait plein) et des $\bar{\Xi}^+$MC dans l'acceptance (pointillés) pour les collisions Au+Au centrales à 62.4 GeV.

de TPC sans jamais être détectée. Un événement dont le vertex primaire est trop loin du centre du détecteur peut engendrer également la création de particules qui n'ont pas le temps d'atteindre un morceau de détecteur avant de s'en échapper. Ainsi dimensions finies et couverture angulaire d'un détecteur définissent son acceptance. Pour déterminer la correction en acceptance à apporter, seule l'information Monte-Carlo est nécessaire. L'acceptance est définie comme le nombre de particules simulées que l'on peut reconstruire divisé par le nombre de particules initialement générées. On définit ainsi un premier facteur correctif :

$$\epsilon_{Acc} = \frac{\Xi_{MC}\ pouvant\ \hat{e}tre\ reconstruits}{\Xi_{MC}\ g\acute{e}n\acute{e}r\acute{e}s} \tag{5.1}$$

Les Ξ MC pouvant être reconstruits sont définis comme ceux dont les traces des particules filles laissent un nombre minimum de points dans la TPC et qui passent les coupures géométriques imposées lors de la reconstruction. Des exemples de spectres en impulsion transverse des Ξ^-et $\bar{\Xi}^+$ayant passé les coupures de l'acceptance sont présentés sur les figures 5.1 (gauche), 5.2 (droite) respectivement. Les spectres des Ξ^-et $\bar{\Xi}^+$initialement générés sont représentés en traits pleins sur ces deux mêmes figures.

A priori, l'acceptance du détecteur est dépendante de la rapidité et de l'impulsion transverse p_T (masse transverse m_T) des particules. Il serait donc approprié de calculer les corrections finales à la fois par tranche de rapidité y et par tranche de p_T (m_T). Cependant, comme nous avons pu le voir, nous ne disposons pas d'une statistique suffisante pour cette correction par tranche en deux dimensions. La correction sera donc faite par canaux en p_T (m_T) et intégrée sur le domaine de rapidité considéré pour l'analyse. Cela suppose cependant que l'acceptance soit peu dépendante de y sur le domaine de rapidité sur lequel on travaille, c'est le cas à mi-rapidité et c'est bel et bien le cas pour les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV (1) et $\sqrt{s_{NN}}$ = 62.4 GeV (2) et pour les collisions d+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV (3)[1]. Sur les figures 5.3, 5.4 et 5.5, nous avons représenté la dépendance en p_T et rapi-

[1]Par la suite, nous noterons (1), (2) et (3) respectivement les conditions d'expérience : collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV, collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 62.4 GeV et collisions d+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV

dité respectivement dans les trois configurations expérimentales citées précédemment.

Notons que : (A) l'acceptance est fortement dépendante de l'impulsion transverse alors que sur le domaine de rapidité $|y| < 0.75$, notre domaine d'étude, l'acceptance dépend très peu de la rapidité. L'**acceptance intégrée en rapidité** est donc retenue pour la correction finale. Des exemples de ces distributions pour les Ξ^-et $\bar{\Xi}^+$sont représentées pour les conditions expérimentales (1), (2) et (3) sur les figures 5.6 et 5.7 (gauche). (B) Comme les coupures pour l'acceptance ont été choisies (quasi) identiques pour les trois systèmes étudiés, **l'acceptance est du même ordre de grandeur pour les trois systèmes**. Dans les hautes impulsions, **elle atteint 60%** pour les trois systèmes. (C) Nous retenons également

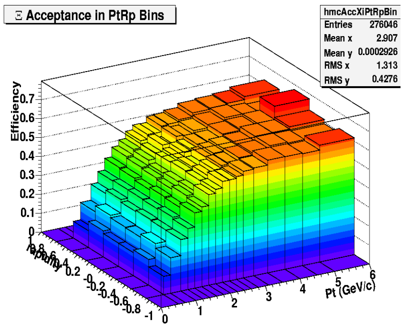


Figure 5.3 – Acceptance des Ξ en fonction de l'impulsion transverse et de la rapidité dans les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{\rm NN}}$ = 200 GeV.

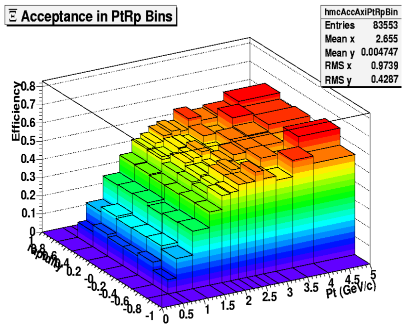


Figure 5.4 – Acceptance des Ξ en fonction de l'impulsion transverse et de la rapidité dans les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{\rm NN}}$ = 62.4 GeV.

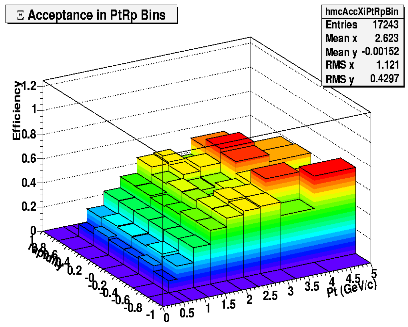


Figure 5.5 – Acceptance des Ξ en fonction de l'impulsion transverse et de la rapidité dans les collisions d+Au à $\sqrt{s_{\rm NN}}$ = 200 GeV.

que l'**acceptance n'est pas dépendante de la centralité de la réaction**. La figure 5.7 illustre cette remarque dans le cas de collisions Au+Au à $\sqrt{s_{\rm NN}}$ = 200 GeV. L'efficacité de l'acceptance y est représentée des collisions les plus périphériques (a) aux plus centrales (e). Ceci se comprend aisément car cette dernière, étant déterminée uniquement à partir de données simulées, ne peut pas dépendre de la multiplicité d'un événement. (D) **Dans les basses impulsions transverses**, que ce soit en Au+Au ou d+Au, à $\sqrt{s_{\rm NN}}$ = 62.4 ou 200 GeV, l'**acceptance chute énormément**. Les trajectoires plus "courbées" dues au faible p_T des particules, entraînent qu'un grand nombre d'entre-elles ne parviennent pas ou peu à atteindre la TPC pour y laisser leur marque. (E) Les acceptances pour les Ξ^-et les $\bar{\Xi}^+$sont quasiment identiques.

5.2.1.2 Absorption

Lors de l'estimation de l'acceptance du détecteur, les données MC, après avoir traversé ce dernier, sont comparées à tous les Ξ initialement générés et non pas uniquement à ceux que l'on fait décroître dans le détecteur. Nous prenons ainsi en compte, dans le calcul de l'acceptance, les effets de l'absorption. Cela signifie que certains Ξ ont pu ne pas décroître lors de la réaction ou que leurs produits de décroissance n'ont pas été mesurés car ils ont été absorbés par certaines parties du détecteur. Ce phénomène d'absorption qui n'est pas négligeable dans le cas des collisions peu énergétiques devrait être plus important à $\sqrt{s_{\rm NN}}$ = 62.4 GeV qu'à $\sqrt{s_{\rm NN}}$ = 200 GeV ou à bas p_T. Il doit être plus important pour les antiparticules qui interagissent davantage avec la matière.

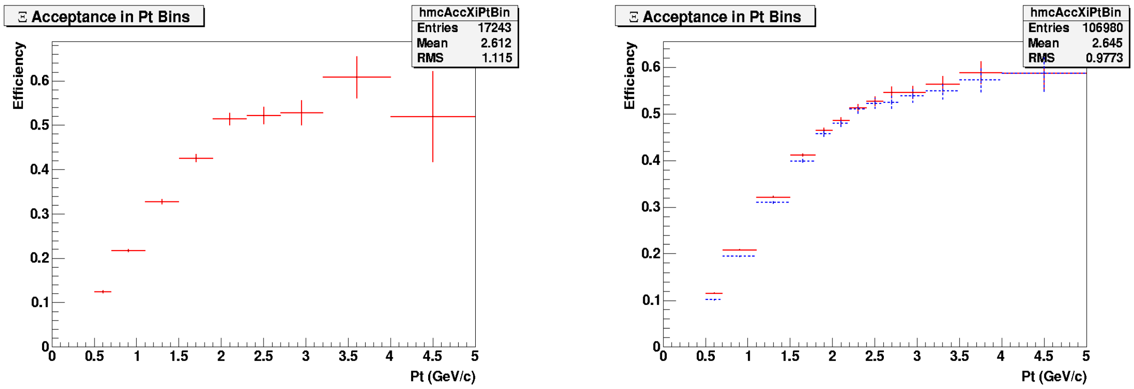


Figure 5.6 – Gauche : acceptance des Ξ^-(trait plein) pour des collisions 0-20% en d+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV. Droite : même distributions ainsi que pour les $\bar{\Xi}^+$(pointillés) pour des collisions 0-10% en Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 62.4 GeV.

La figure 5.8 montre le rapport de l'acceptance des $\bar{\Xi}^+$par rapport à celle des Ξ^-dans le cas des collisions centrales en Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 62.4 GeV et met en évidence ce phénomène. On observe une diminution de ce rapport à bas p_T qui montre clairement que, dans ce domaine d'énergie, les $\bar{\Xi}^+$sont plus absorbés que les Ξ^-. La présence du SSD par exemple dans le dispositif de STAR lors de la quatrième prise de données, donc lors de la prise des données à $\sqrt{s_{NN}}$ = 62.4 GeV, a pu augmenter d'autant plus l'absorption de l'antimatière par le milieu.

5.2.2 Efficacité de reconstruction après coupures

La deuxième grande étape de l'*embedding* consiste à estimer la quantité de Ξ que l'on perd lors de la reconstruction des traces. Pour estimer cette efficacité, nous utilisons la combinaison des données réelles et des données simulées.
L'efficacité de la reconstruction ou de la détection de Ξ est calculée comme le rapport du nombre de Ξ reconstruits (associés) qui ont passé toutes les coupures de l'analyse[2], aux données Monte-Carlo pouvant être reconstruites donc qui sont dans l'acceptance du détecteur. Les Ξ retenus reconstruits doivent aussi appartenir à notre fenêtre d'étude en masse invariante de ±13 MeV/c^2 (cf. chapitre 4). On définit un deuxième facteur correctif :

$$\epsilon_{Rec} = \frac{\Xi_{MC}\ associ\acute{e}s\ apr\grave{e}s\ coupures\ et\ \grave{a}\ m_{\Xi} \pm 13MeV/c^2}{\Xi_{MC}\ pouvant\ \hat{e}tre\ reconstruits} \tag{5.2}$$

Comme pour l'acceptance, cette efficacité n'est pas dépendante de la rapidité sur le domaine d'étude et dépend de l'impulsion transverse. Par contre, elle est dépendante de la centralité de la collision à la différence de l'acceptance. Nous la présentons sur la figure 5.7 (droite) pour les collisions Au+Au centrales à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV sur les cinq domaines de centralité (0-5% (e), 10-20% (d), 20-40% (c), 40-60% (b), 60-80% (a)). Cette figure montre que la reconstruction est relativement bonne pour les collisions les plus périphériques (faible multiplicité). En revanche, plus la collision devient centrale, plus la multiplicité de l'événement devient importante et plus le bruit de fond à supprimer domine le spectre en masse

[2]Exceptée la coupure sur l'énergie déposée par les particules dans la TPC

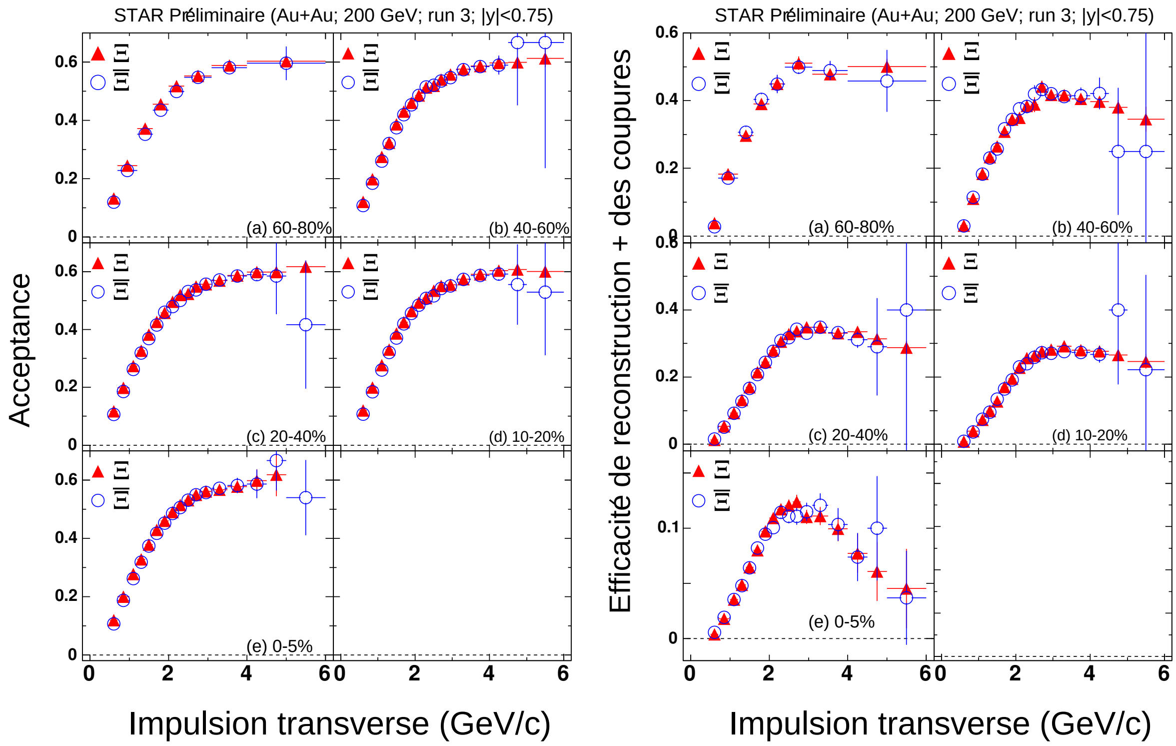


Figure 5.7 – Gauche : acceptance des Ξ^-(triangle plein) et $\bar{\Xi}^+$(cercle vide) dans les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV pour 5 domaines de centralité : 60-80% (a), 40-60% (b), 20-40% (c), 10-20% et 0-5% (e) en fonction de p_T. Elle ne présente pas de dépendance avec la centralité. Droite : efficacité de la reconstruction après application des coupures de l'analyse des Ξ^-et $\bar{\Xi}^+$dans les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV sur les mêmes domaines de centralité en fonction de p_T.

invariante des Ξ. Les coupures d'analyse doivent être resserrées faisant ainsi chuter très nettement l'efficacité de la reconstruction. De **80% dans les collisions les plus périphériques (a)**, elle chute à **moins de 40% pour les collisions les plus centrales (e)**. La forme de cette efficacité est très liée à la coupure dépendante en p_T appliquée. Cette coupure a très peu d'effet dans les collisions périphériques alors qu'elle est dominante dans les collisions centrales (cf. chapitre 6).

À ce stade, acceptance et efficacité de reconstruction ont été volontairement mises en parallèle. On constate que l'acceptance va jouer sur l'efficacité totale dans les basses impulsions transverses et dans les collisions périphériques. L'efficacité de reconstruction va dominer l'efficacité totale dans les collisions les plus centrales.

5.3 Résolution en impulsion

La méthode d'association des traces MC et des traces reconstruites repose essentiellement sur l'association initiale des points laissés par les particules chargées dans la TPC. Or la position de chaque point est définie avec une certaine incertitude qui est dépendante de la résolution du détecteur. Cette incertitude sur la position des points entraîne une incertitude sur la position des traces et, de ce fait, sur l'impulsion des particules. La technique d'*embedding* permet également de corriger les données réelles de la résolution en impulsion du détecteur. Cette résolution en impulsion peut se voir clairement lorsque nous comparons les spectres en impulsion transverse

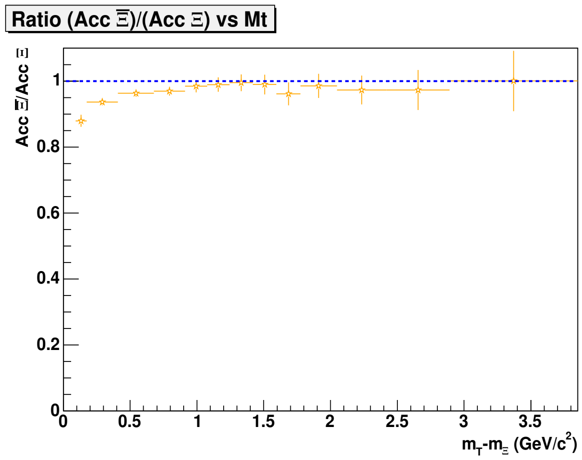


Figure 5.8 – Rapport entre acceptances de $\bar{\Xi}^{+}$et de Ξ^{-}pour différents domaines d'impulsion transverse.

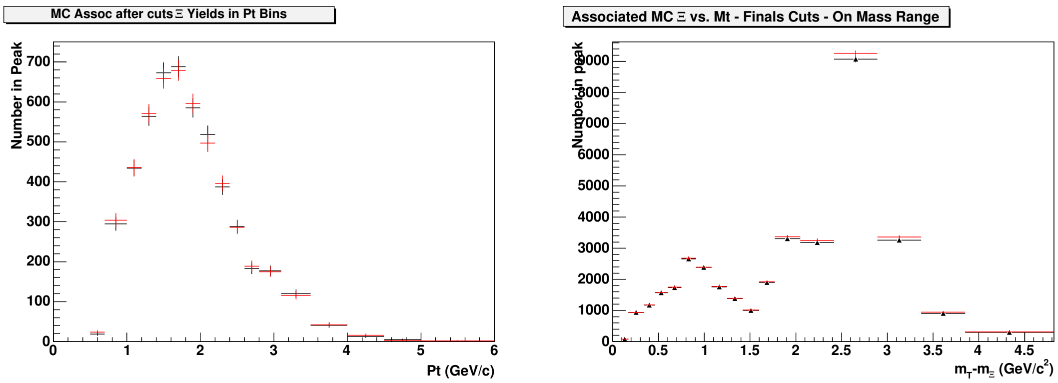


Figure 5.9 – Gauche : distributions des Ξ^{-}MC associés après coupures (traits foncés noir) et des Ξ^{-}réels reconstruits associés (traits clairs rouge). L'écart entre les deux distributions est dû à la résolution en impulsion de la TPC. Droite : mêmes distributions dans le cas de l'*embedding* dépendant en p_T.

des particules MC et des particules reconstruites (figure 5.9 gauche). Une première méthode pour corriger les données de la résolution en impulsion consiste à diviser non pas les Ξ MC associés après coupures par les Ξ MC initialement générés, mais les Ξ reconstruits associés lors de la détermination de l'efficacité de la reconstruction du paragraphe précédent.

Nous avons employé cette méthode pour les analyses en d+Au et en Au+Au à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}}$ = 62.4 GeV, mais nous n'avons pas pu l'appliquer en Au+Au à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}}$ = 200 GeV, car nous avons utilisé deux types de fichiers d'*embedding* ne permettant pas cette méthode. Un premier jeu de fichiers d'*embedding* contenait toute l'information MC sur tout le domaine de p_T étudié. Cependant, ces fichiers n'étant pas suffisamment nombreux, nous avons utilisé également des fichiers d'*embedding Minimum Bias* définis sur différentes tranches d'impulsion transverse. Ces fichiers nous ont permis de réduire considérablement l'erreur statistique due à l'*embedding*, cependant, il a fallu construire l'efficacité totale du détecteur incluant sa résolution en impulsion transverse par étape, sur chaque domaine de p_T dont nous disposions.

Les étapes de son extraction sont les suivantes. Nous avons tout d'abord déterminé l'efficacité totale comme cela a été expliqué dans les paragraphes précédents en traitant tous les fichiers d'*embedding* qu'ils soient ou non, p_T dépendants. Puis nous avons corrigé cette efficacité de la résolution en p_T laquelle a été déterminée par tranche d'impulsion à partir uniquement des fichiers d'*embedding* dépendants en p_T. Nous disposions de fichiers pour les domaines d'impulsion

Fichiers d'*embedding* (GeV/c)	0.4→2.0 (1)	1.6→3.2 (2)	2.7→4.4 (3)	3.5→5.5 (4)
	0.5-0.7	1.8-2.0	2.8-3.1	4.0-4.5
Domaines d'analyse	0.7-1.0	2.0-2.2	3.1-3.5	4.5-5.0
en impulsion transverse	1.0-1.2	2.2-2.4	3.5-4.0	
(GeV/c)	1.2-1.4	2.4-2.6		
	1.4-1.6	2.6-2.8		
	1.6-1.8			

Table 5.1 – Domaines d'étude de la résolution en impulsion transverse de la TPC.

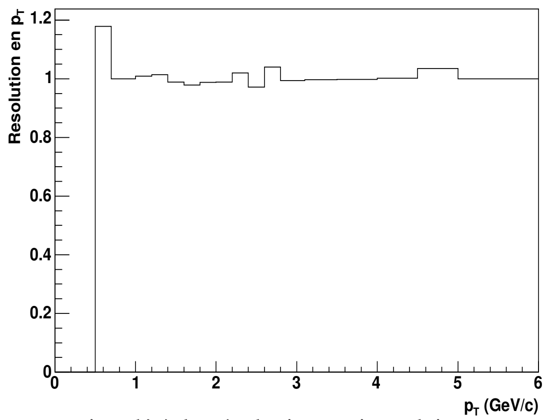


Figure 5.10 – Facteurs de correction dû à la résolution en impulsion transverse du détecteur pour différents canaux en p_T.

transverse : 0.4→2.0GeV/c (fichiers que nous appellerons par la suite : (1)), 1.6→3.2 GeV/c (2), 2.7→4.4GeV/c (3) et 3.5→5.5GeV/c (4). L'addition du contenu de tous ces fichiers donne les distributions des Ξ MC associés et des Ξ reconstruits associés présentées sur la figure 5.9 (droite). Ces domaines se chevauchant et ne correspondant pas aux canaux en p_T de notre analyse, il a fallu déterminer la résolution en impulsion transverse pour chaque canal en p_T dans des domaines où les canaux ne correspondent pas à une limite de fichier. La résolution pour les canaux 2 à 7 a été extraite des fichiers (1), celle pour les bins de 8 à 12 par les fichiers (2), pour les canaux de 13 à 15 par les fichiers (3) et 16, 17 par les fichiers (4). Nous avons fait en sorte que la résolution en impulsion pour chaque canal soit déterminée à partir d'une zone en impulsion de la figure 5.10 ne se trouvant pas en limite des fichiers (1), (2), (3) et (4). Ces domaines d'étude sont répertoriés dans la table 5.1. Les facteurs de correction ϵ_{Res} sur la résolution en impulsion à appliquer à l'efficacité totale par canal en p_T sont représentés sur la figure 5.10.

5.4 Efficacité totale

Finalement, l'efficacité totale peut être obtenue soit directement comme le rapport du nombre de Ξ reconstruits (associés) qui ont passé toutes les coupures de l'analyse sur le nombre de Ξ MC initialement générés soit comme le produit des deux efficacités que nous venons de présenter[3] (équation 5.3). Ces deux méthodes conduisent à l'obtention de la même efficacité totale. L'efficacité alors obtenue est pondérée par un certain facteur correc-

[3]Cela permet de quantifier le poids de l'acceptance et de la reconstruction à l'efficacité totale

tif que nous discutons dans ce paragraphe.

$$\epsilon_{\text{Tot}} = \text{A}.\epsilon_{\text{Acc}}.\epsilon_{\text{Rec}}.\epsilon_{\text{Res}} = \text{A}.\epsilon_{\text{Res}}.\frac{\Xi_{\text{MC}} \text{ associés après coupures et à } m_{\Xi} \pm 13MeV/c^2}{\Xi_{\text{MC}} \text{ générés}} \tag{5.3}$$

La dernière étape de la correction consiste à déterminer le facteur A de la formule 5.3. Comme énoncé précédemment, l'effet sur l'efficacité de la coupure sur l'identification des traces par l'énergie déposée dE/dx dans la TPC doit être inclus dans le calcul d'efficacité, de même que la correction sur les rapports d'embranchement.

L'efficacité totale étant peu dépendante de la rapidité sur le domaine -0.75< y < 0.75, les corrections supplémentaires à apporter seront appliquées uniformément sur tout le domaine de rapidité :

- Nous avons appliqué des coupures à 3 σ pour les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{\text{NN}}}$ = 200 GeV et $\sqrt{s_{\text{NN}}}$ = 62.4 GeV et à 5 σ en d+Au sur l'énergie déposée par le pion Bachelor et les deux enfants du Λ V0. Pour chaque coupure à 3 σ, 99.73% du signal est gardé pour chaque particule fille, donc dans le cas de la décroissance d'un Ξ, avec une telle coupure, on garde Pid$_{\text{AA}}$ = 99.73^3 = 99.19% du signal de Ξ. Dans le cas de la coupure à 5 σ, un calcul analogue nous donne le facteur de correction Pid$_{\text{dA}}$ = 99.999%$\sim$1.
- Il est également nécessaire de prendre en compte les rapports d'embranchement dans la correction. Nous devons donc considérer le facteur correctif supplémentaire suivant : Remb = 99.9% * 63.84% = 63.78% issu de la décroissance du Ξ en π et Λ, lui même décroissant ensuite en π et p. A a donc la forme suivante : A$_{\text{AA}}$ = Pid$\times$Remb = 63.26% et A$_{\text{dA}}$ = Remb = 63.78%, facteur constant à appliquer au calcul d'efficacité totale.

Les efficacités totales pour les 5 domaines de centralité des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{\text{NN}}}$ = 200 GeV sont représentées sur la figure 5.11 en fonction de la masse transverse. Les efficacités totales pour les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{\text{NN}}}$ = 62.4 GeV et d+Au à $\sqrt{s_{\text{NN}}}$ = 200 GeV ont également été déterminées. Comme nous l'avons vu précédemment, la chute de l'efficacité totale dans les bas $(m_T - m_0)$ est due à la chute de l'acceptance dans ce domaine. Cette chute d'efficacité est observée pour les trois systèmes Au+Au à 62.4 et 200 GeV et d+Au à 200 GeV. L'efficacité totale en Au+Au à 62.4 et 200 GeV chute des collisions périphériques à centrales en raison de l'augmentation de la multiplicité donc du bruit de fond à supprimer par des coupures très resserrées. Ce n'est pas le cas en d+Au où la multiplicité est faible sur les trois domaines de centralité étudiés. C'est donc l'acceptance et non l'efficacité de reconstruction qui conditionne l'efficacité totale en d+Au. L'efficacité totale en Au+Au à $\sqrt{s_{\text{NN}}}$ = 200 GeV sature à 4-5% dans les collisions les plus centrales et elle augmente jusqu'à 30% dans les collisions les plus périphériques. En Au+Au à $\sqrt{s_{\text{NN}}}$ = 62.4 GeV, elle varie de $\sim$6% en central jusqu'à $\sim$ 12% en périphérique. L'efficacité en d+Au est meilleure car la reconstruction est meilleure. Comme elle est très peu dépendante de la multiplicité, elle ne varie quasiment pas entre 0-20% et 40-100% de centralité. Dans les deux cas, elle sature autour de 20-25%.

5.5 Comparaison *embedding* / données réelles

Avant d'appliquer toute correction aux données réelles, un contrôle de l'*embedding* doit être effectué. Nous devons nous assurer que les distributions des observables sur lesquelles des coupures sont appliquées sont à peu près équivalentes entre l'*embedding* et les données réelles. La multiplicité des événements est également un paramètre qu'il est nécessaire de

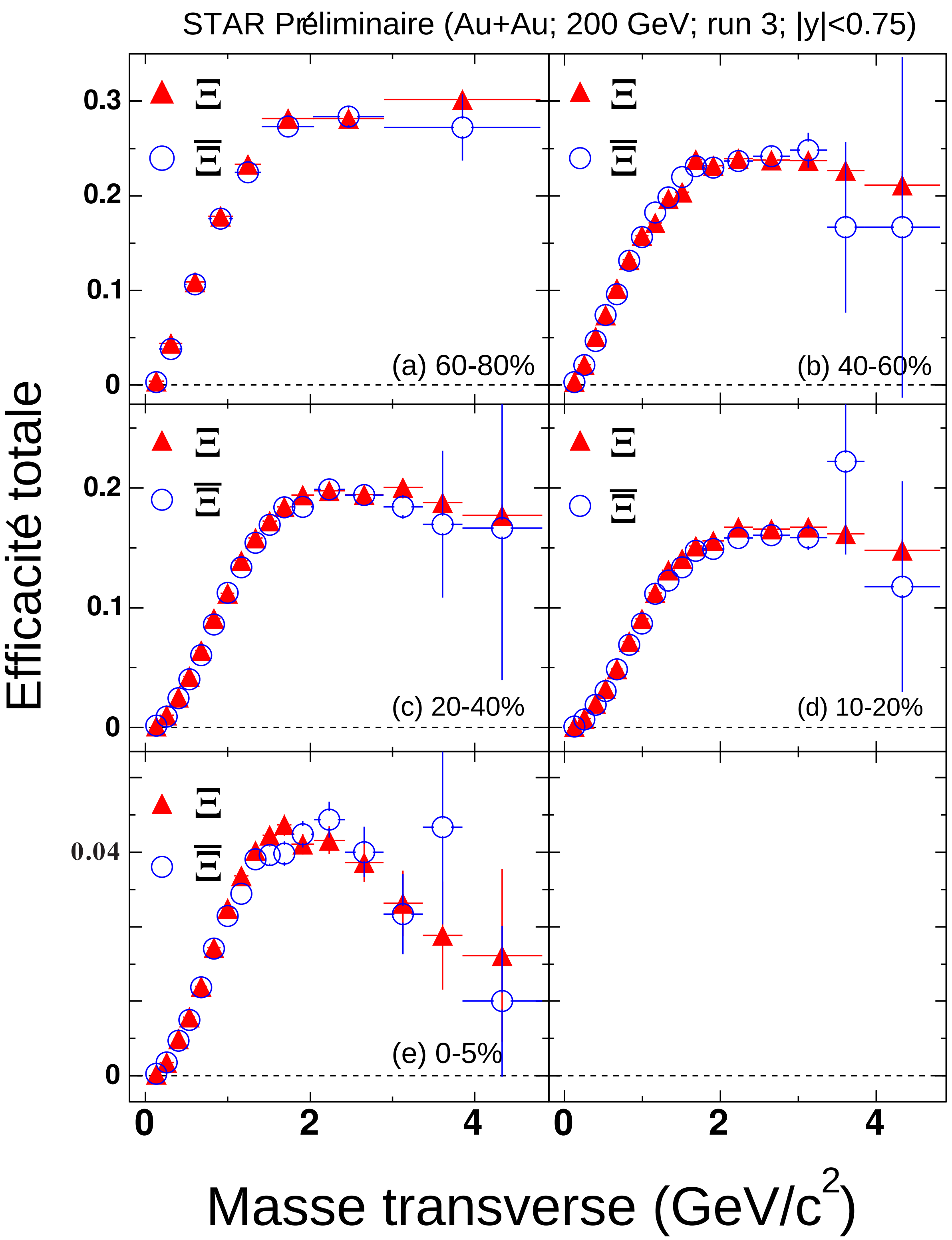


Figure 5.11 – Efficacité totale des Ξ^-(triangle plein) et $\bar{\Xi}^+$(cercle vide) dans les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV. Les efficacités sont représentées pour 5 domaines de centralité : 0-5%, 10-20%, 20-40%, 40-60% et 60-80% en fonction de la masse transverse (il s'agit ici d'un abus de langage, cela représente la quantité m_T-m_0).

contrôler. Comme cela a été dit auparavant, la technique d'*embedding* ajoute des événements contenant des particules aux événements réels, ce qui entraîne une modification de la multiplicité de chaque événement. Ce paramètre doit donc être réajusté dans la dernière étape de l'analyse avant de corriger les données réelles.

5.5.1 Distributions en impulsion transverse

Lors de la reconstruction, un certain nombre de coupures ont été appliquées sur les distances caractéristiques de la décroissance du Ξ ainsi que sur le nombre de points laissés dans la TPC par le passage des particules chargées. Pour que la correction puisse se faire, ces mêmes coupures doivent être appliquées aux données MC. Pour que les fichiers d'*embedding* soient utilisables alors, nous devons nous assurer que les distributions sur lesquelles sont appliquées les coupures sont en bon accord entre les données réelles et les données simulées. Les Ξ donnés par l'*embedding* après application des coupures sont nécessairement des "bons" Ξ. En revanche, les Ξ issus de la reconstruction des données réelles n'en sont pas forcément. La reconstruction de ces particules par masse invariante donne lieu à des associations de traces qui ne représentent rien de physique et contribuent au fond combinatoire. Il est nécessaire de s'affranchir des "faux" Ξ en ne sélectionnant que le signal qui nous intéresse de la masse invariante. Dans notre étude, nous avons sélectionné une fenêtre de $\pm 13 MeV/c^2$ de part et d'autre de la masse du Ξ. Or nous ne voulons que l'information relative au signal de Ξ, il est donc nécessaire de supprimer les contributions aux distributions précédemment citées du bruit se trouvant sous le pic de Ξ.

Pour estimer les contributions du bruit de fond aux distributions des différentes variables de la reconstruction, nous procédons de la même façon que pour l'extraction du bruit de fond sous le pic de Ξ (cf. chapitre 4). Prenons le cas de la distance de plus courte approche du Ξ au vertex primaire. Sa distribution en fonction de l'impulsion transverse est représentée sur la figure 5.12 (haut) dans le cas de collisions à $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV. Sur la figure en haut à gauche, la distribution en trait plein représente les distances de plus courte approche de tous les candidats Ξ reconstruits dans un domaine de la masse invariante à $\pm 13 MeV/c^2$ de la masse du Ξ. La distribution de cette même variable pour le signal (histogramme plein) est obtenue en soustrayant à la distribution précédemment évoquée, la distribution des faux candidats Ξ pris de part et d'autre du pic dans deux zones de bruit (zone hachurée), pondérée de façon à avoir le même nombre d'entrées dans les deux distributions. Cette méthode est valable si l'on suppose que le bruit est uniquement combinatoire et donc que la distribution de cette variable pour les faux candidats est la même quelle que soit sa masse invariante. Sur l'histogramme de droite, on compare la valeur extraite pour le signal (histogramme plein) aux données MC reconstruites dans des événements d'*embedding* (zone hachurée figure de droite). Les figures 5.12 et 5.13 montrent la comparaison équivalente qui a été faite sur l'ensemble des variables sur lesquelles nous avons appliqué des coupures lors de l'analyse. L'accord est relativement acceptable et nous encourage à utiliser cet *embedding* pour corriger les données. Nous avons réalisé ces comparaisons, données réelles / données simulées pour les trois types de collisions étudiées et l'accord est correct dans les trois cas de figure.

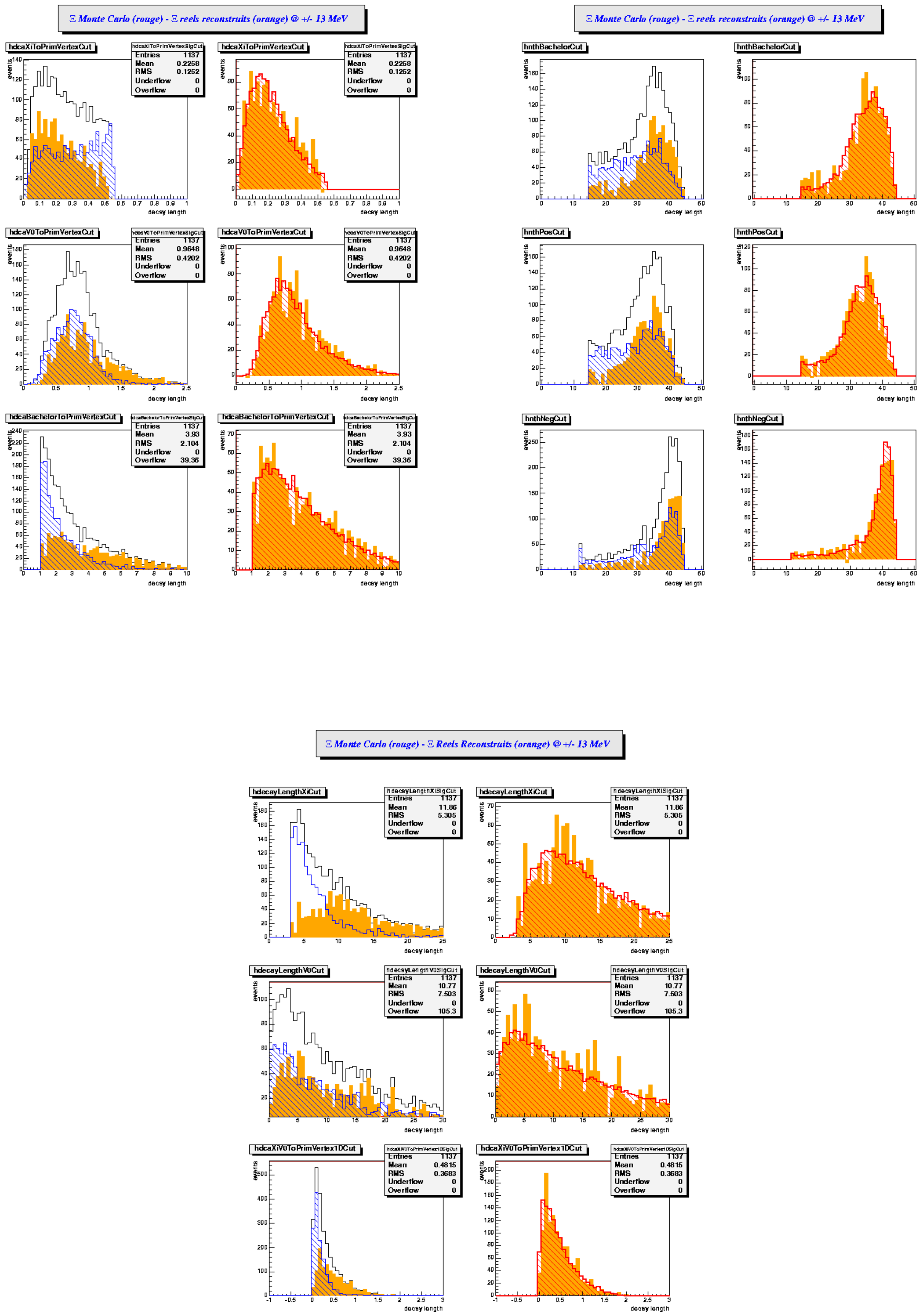


Figure 5.12 – Comparaison des distributions des variables des Ξ simulés associés reconstruits aux distributions des Ξ réels après application des coupures de l'analyse pour les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 62.4 GeV. De haut en bas, en haut à gauche : DCA des Ξ, V0 et Bachelor au vertex primaire. En haut à droite : nombre de points de mesure dans la TPC des Bachelor, Baryon et Meson. En bas : DecayLength Ξ, V0 et Dca Xi et V0 corrélés au vertex primaire.

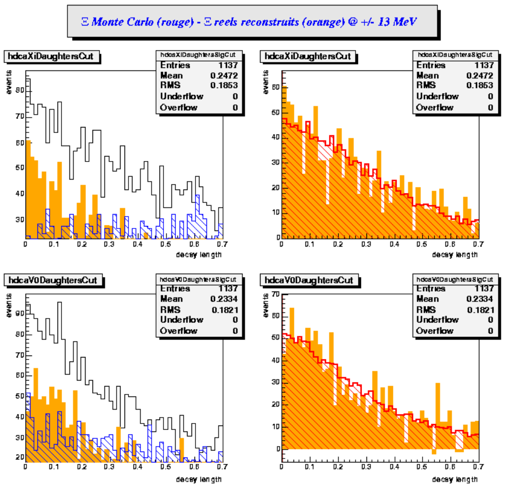


Figure 5.13 – Comparaison des distributions des variables des Ξ simulés associés reconstruits aux distributions des Ξ réels après application des coupures de l'analyse pour les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 62.4 GeV. De haut en bas : DCA entre les deux traces filles du Ξ et DCA entre les deux traces filles du VO.

5.5.2 Réajustement de la multiplicité

Un des derniers points importants à vérifier avant de corriger les données réelles est de réajuster la multiplicité des événements simulés. Comme ces derniers ont été enrichis en Ξ, ils surestiment la multiplicité de l'ordre de 7% à 8%. La position de la valeur moyenne des distributions du nombre de traces globales reconstruites par événement est toujours plus grande pour les données *embeddées* que pour les données réelles. Il s'agira de diminuer cette valeur moyenne pour qu'elle coïncide avec celle des données réelles en jouant sur la coupure en centralité des données *embeddées* donc en jouant sur le nombre de traces primaires. Un réajustement des nombres de traces primaires définies au chapitre 4 pour les différentes classes de centralité conduit finalement à l'obtention de distributions en multiplicité proches entre *embedding* et données réelles.

5.6 Résultats après correction - Distributions en impulsion et en masse transverse

La technique d'*embedding* que nous venons de présenter a été utilisée pour corriger les données brutes à la fois dans les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 62.4 GeV et $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV et dans les collisions d+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV. Pour chacune de ces collisions, nous avons procédé comme énoncé ci-dessus en vue d'extraire l'efficacité totale du détecteur et des coupures appliquées. Pour obtenir les spectres corrigés en impulsion ou en masse transverse, les taux de production de Ξ^-et $\bar{\Xi}^+$extraits et présentés au chapitre 4 sont divisés pour chaque canal en p_T ou m_T par la valeur que prend le facteur ϵ_{Tot} dans le canal considéré. Pour cela, données réelles et données simulées ont été divisées et étudiées sur les mêmes tranches en p_T ou m_T . Les spectres en impulsion (masse) transverse(s) sont obtenus en divisant ce rapport par la quantité $2\pi\, p_T$ ($2\pi\, m_T$). Les valeurs des taux de production étant

Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV	couverture
Position du vertex primaire suivant Z (cm)	$-25 < Z_{PrimVtx} < 25$
Domaine de rapidité	$-0.75 < y < 0.75$
Impulsion transverse (GeV/c)	$0.7 < p_T < 5.5$
Masse transverse (GeV/c^2)	$0.091 < m_T - m_\Xi < 4.81$
Domaines de centralité (%)	$0-5, 10-20, 20-40, 40-60, 60-80$
Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 62.4 GeV	couverture
Position du vertex primaire suivant Z (cm)	$-30 < Z_{PrimVtx} < 30$
Domaine de rapidité	$-0.75 < y < 0.75$
Impulsion transverse (GeV/c)	$0.7 < p_T < 5.5$
Masse transverse (GeV/c^2)	$0.091 < m_T - m_\Xi < 4.81$
Domaines de centralité (%)	$0-10, 10-20, 20-40, 40-60, 60-80$
d+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV	couverture
Position du vertex primaire suivant Z (cm)	$-50 < Z_{PrimVtx} < 50$
Domaine de rapidité	$-0.75 < y < 0.75$
Impulsion transverse (GeV/c)	$0.7 < p_T < 5.0$
Masse transverse (GeV/c^2)	$0.091 < m_T - m_\Xi < 4.81$
Domaines de centralité (%)	$0-20, 20-40, 40-100$

Table 5.2 – Domaines de couverture géométrique et cinématiques des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 et $\sqrt{s_{NN}}$ = 62.4 GeV et d+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV.

données par unité de rapidité et par événement, les spectres corrigés doivent encore être pondérés par $(y_{max} - y_{min})N_{evt}$ où $y_{max} = 0.75$ et $y_{min} = -0.75$ sont les bornes du domaine d'étude en rapidité et N_{evt} est le nombre d'événements ayant passé les coupures en centralité et en *trigger*.

5.6.1 Collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV

Sur la figure 5.14, nous présentons les spectres finals en impulsion (a) et en masse (b) transverses obtenus dans le cas des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV de l'année 2001. Les domaines de couverture utilisés pour cette analyse sont résumés dans la table 5.2. Compte tenu de la statistique dont nous avons disposé et du nombre de Ξ créés par événement, les données ont pu être étudiées sur 5 domaines de centralité, des collisions les plus centrales (0-5% en haut des spectres) aux collisions les plus périphériques (60-80% en bas des spectres). Pour plus de clarté, un facteur d'échelle a été appliqué sur chaque spectre. Les 4 domaines de centralité 0-5%, 10-20%, 20-40% et 40-60% ont été séparés en 16 domaines d'impulsion ou de masse transverse, le dernier canal n'ayant pas été représenté ici du fait de ses trop grandes barres d'erreur. Le domaine de centralité plus périphérique, moins riche en Ξ, est divisé en 7 canaux en p_T (m_T). Les erreurs statistiques et systématiques sont incluses sur ces distributions. Les erreurs statistiques dépendent de la quantité de signal et de la quantité de Ξ MC utilisés pour la correction des spectres. À ces erreurs doivent s'ajouter les erreurs systématiques liées aux biais introduits par les différentes méthodes et étapes d'analyse. Nous expliquons la façon dont nous avons estimé ces erreurs dans le chapitre suivant. Comme pour les erreurs statistiques, ces dernières sont très dé-

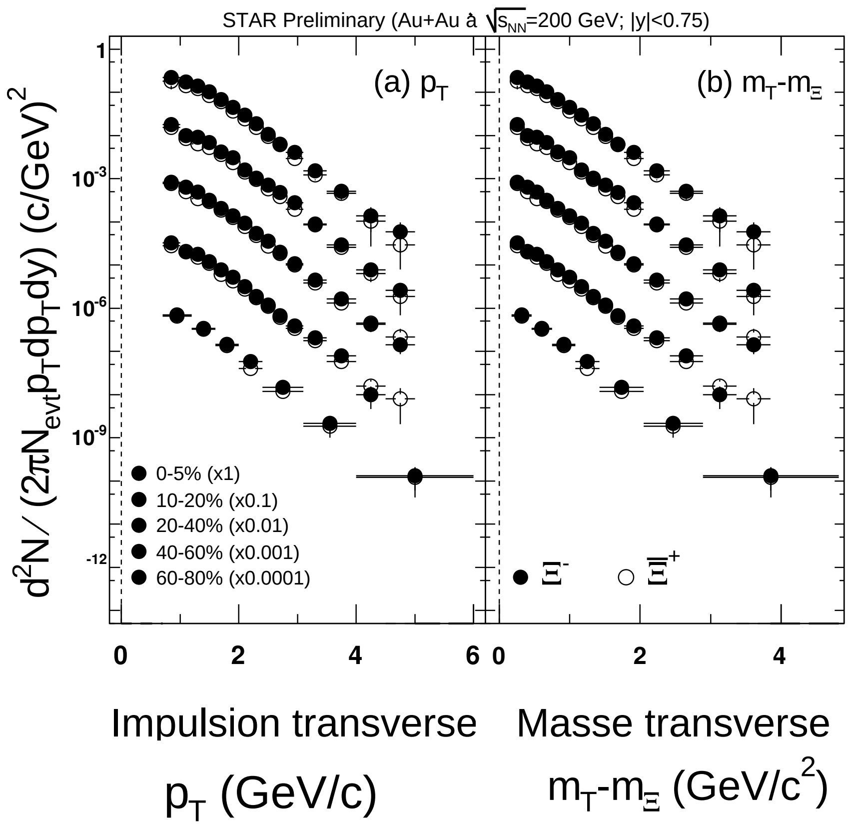


Figure 5.14 – Spectres en impulsion transverse (a) et en masse transverse (b) corrigés des Ξ^-(cercles pleins) et des $\bar{\Xi}^+$(cercles vides) dans les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV. Les spectres sont représentés pour les 5 domaines de centralité : 0-5%, 10-20%, 20-40%, 40-60% et 60-80% de haut en bas.

pendantes du domaine en p_T ou m_T sur lequel on travaille.

La suite de notre analyse sera consacrée à l'interprétation physique de ces spectres. On constate toutefois, à ce stade, la grande similitude de la forme de ces derniers pour les Ξ et $\bar{\Xi}$ qui semblent au moins suivre une distribution exponentielle. On note également l'"affaissement" des spectres dans le domaine des très bas p_T d'autant plus prononcé que la collision est centrale. Nous allons exploiter ces changements de forme de spectre porteur d'information sur la température du milieu formé lors des collisions mais également sur la dynamique des systèmes de différentes centralités.

5.6.2 Collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 62.4 GeV

Les spectres en impulsion (a) et masse (b) transverses représentés sur la figure 5.15 ont été obtenus pour des collisions Au+Au $\sqrt{s_{NN}}$ = 62.4 GeV de l'année 2003 et sur un même domaine de rapidité que pour les collisions plus énergiques ($|y|$ < 0.75) (table 5.2). Ces résultats sont **préliminaires**. Beaucoup plus d'événements ont été produits lors de cette prise de données. Les spectres sont divisés en 5 domaines de centralité des collisions les plus centrales (0-10% en haut) aux plus périphériques (60-80% en bas). Les spectres ont été

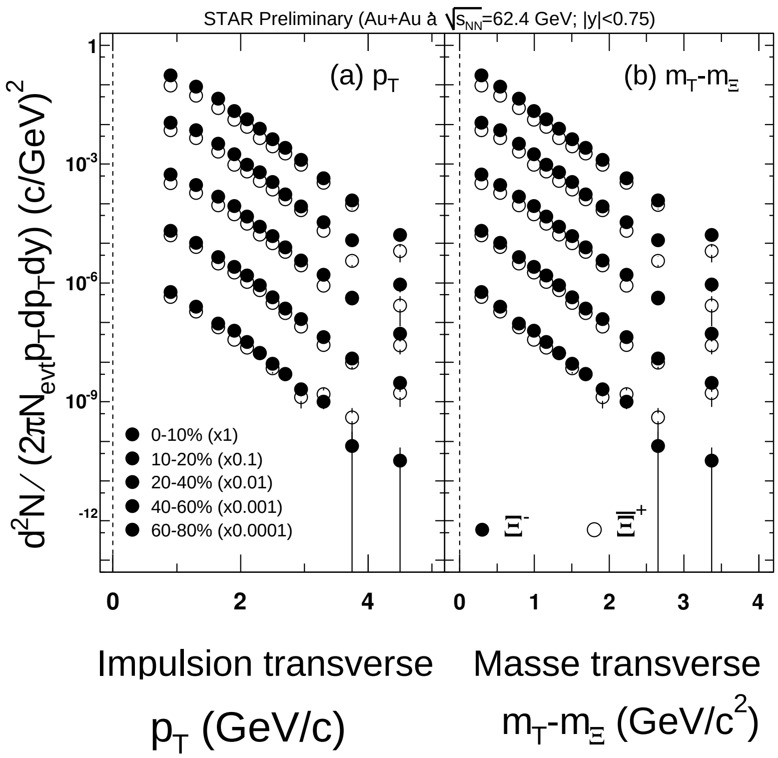


Figure 5.15 – Spectres en impulsion transverse (a) et en masse transverse (b) corrigés des Ξ^-(cercles pleins) et des $\bar{\Xi}^+$(cercles vides) dans les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 62.4 GeV. Les spectres sont représentés pour les 5 domaines de centralité : 0-10%, 10-20%, 20-40%, 40-60% et 60-80% de haut en bas.

étudiés sur 12 canaux en p_T (m_T). Seules les erreurs statistiques sont représentées. Même si nos résultats sont encore préliminaires, il semblerait que la forme des spectres les plus centraux entre Ξ^-et $\bar{\Xi}^+$se distinguent légèrement dans les bas p_T traduisant peut-être des effets du pouvoir d'arrêt.

5.6.3 Collisions d+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV

Du fait de la symétrie de la collision, les analyses effectuées à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 et $\sqrt{s_{NN}}$ = 62.4 GeV sont relativement proches. Seules changent les valeurs des coupures appliquées, le nombre d'événements retenus et surtout le trigger employé lors de la prise des données. L'analyse en d+Au s'est avérée différente. Le système n'étant plus symétrique, comme nous l'avons vu au chapitre 4, la centralité de la collision a été déterminée au moyen des FTPC et du nombre de traces primaires laissées dans ces dernières du côté du noyau d'or. Étant donné que les FTPC n'étaient pas incluses dans les fichiers d'*embedding* d+Au que nous avons utilisés, il n'a pas été possible de déterminer l'efficacité totale du détecteur en fonction de la centralité. Aussi, nous avons multiplié le nombre d'événements des différentes tranches de centralité par un facteur correctif (cf. dernière colonne de la table 4.4) lors de la correction finale pour prendre en compte les légères différences de centralité. Ce facteur inclut l'incertitude sur la position du vertex primaire. La multiplicité en d+Au étant faible,

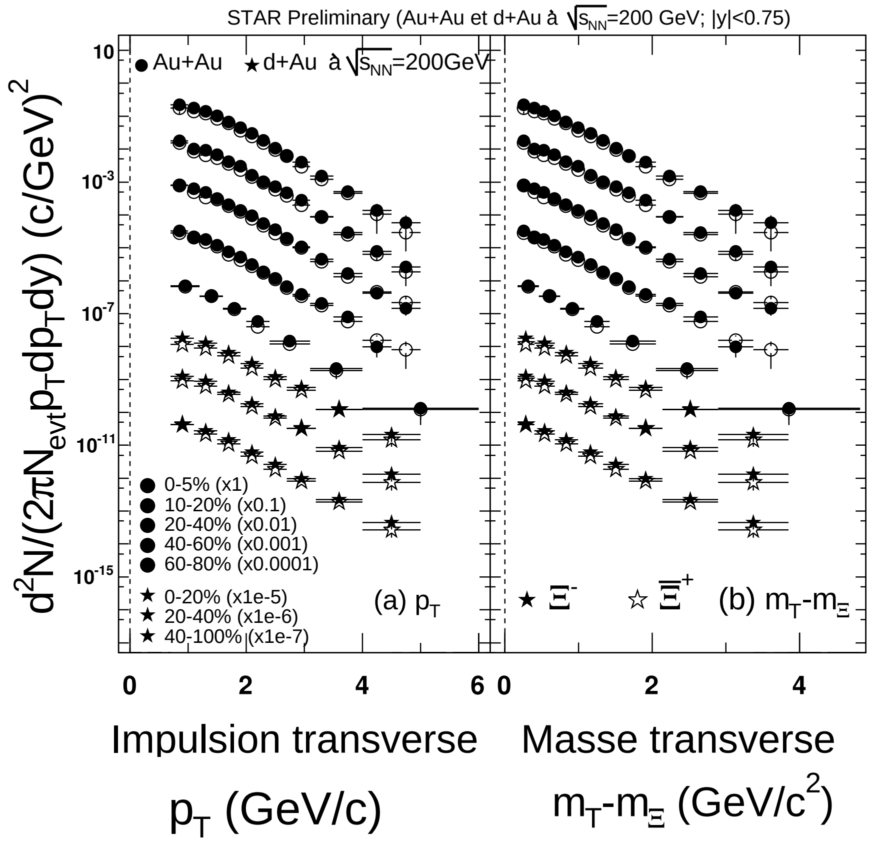


Figure 5.16 – Spectres corrigés en impulsion transverse (a) et en masse transverse (b) des Ξ^-(symboles pleins) et des $\bar{\Xi}^+$(symboles vides) dans les collisions Au+Au (cercles) à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV et d+Au (étoiles) à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV. Les spectres sont représentés pour les 5 domaines de centralité : 0-5%, 10-20%, 20-40%, 40-60% et 60-80% de haut en bas pour les collisions Au+Au et pour les 3 centralités : 0-20%, 20-40% et 40-100% pour les collisions d+Au.

l'erreur introduite en gardant une même efficacité pour les trois domaines de centralité n'est pas grande et est corrigée par ce facteur en fin d'analyse. Ce facteur correctif décale légèrement les spectres en amplitude mais il ne joue pas sur leur forme.

Le résultat de la correction des taux de production des Ξ^-et $\bar{\Xi}^+$en d+Au est représenté sur la figure 5.16 en fonction de l'impulsion transverse (a) et de la masse transverse (b). Les trois domaines de centralité 0-20%, 20-40% et 40-100% ont été étudiés et sont représentés par des étoiles pleines pour les Ξ^-et ouvertes pour les $\bar{\Xi}^+$et comparés aux spectres Au+Au (ronds pleins et vides). Les résultats en d+Au sont également **préliminaires**.

Notons d'ores et déjà la légère différence de la forme des spectres entre d+Au et Au+Au périphériques. La pente des spectres en d+Au (moins importante) se rapproche davantage de celle des spectres Au+Au centraux que périphériques. Cela suggère un enrichissement des spectres dans le domaine de plus haut p_T et une légère "désertion" des bas p_T. Ce phénomène sera discuté dans le chapitre 8.

CHAPITRE 6

Évaluation d'une erreur systématique - Taux de production corrigés

Le Troglodyte mignon
Troglodytes troglodytes

Le chapitre précédent nous a permis de comprendre comment déterminer les spectres des Ξ corrigés des erreurs dues au détecteur en fonction de l'impulsion transverse ou de la masse transverse. Cependant, les spectres que nous avons présentés ne sont pas le résultat de la correction d'une seule analyse des taux de production mais une moyenne de plusieurs analyses réalisées en parallèle en utilisant différentes techniques pour l'extraction du signal de Ξ, différentes coupures géométriques, différentes méthodes d'extraction du bruit de fond des spectres en masse invariante, *etc.*. Les variations de ces paramètres entraînent des variations de la valeur des taux de production par canal en impulsion transverse. La valeur moyenne de toutes ces fluctuations a été retenue comme la meilleure valeur prise par les spectres en p_T (m_T) pour chaque canal ; les fluctuations, elles, permettent d'extraire une erreur systématique qui sera ajoutée quadratiquement aux erreurs statistiques de l'analyse. D'autres paramètres comme les fluctuations du champ magnétique ou les techniques de paramétrisation des spectres pour l'extraction des taux de production corrigés par événement doivent aussi être considérés pour la détermination de l'erreur systématique. Dans ce chapitre, nous présentons les différentes quantités qui ont été prises en compte pour la détermination de ces erreurs. Ceci nous amènera à la détermination des taux de production finals des Ξ^-et $\bar{\Xi}^+$dans les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{\rm NN}}$ = 200 GeV, $\sqrt{s_{\rm NN}}$ = 62.4 GeV et d+Au à $\sqrt{s_{\rm NN}}$ = 200 GeV. Le dernier paragraphe de ce chapitre est consacré à une discussion sur le résultat de différentes paramétrisations des spectres sur les taux de production et sur la forme des distributions.

La longueur de ce chapitre n'est pas représentative du temps investi dans l'estimation de l'erreur systématique de nos analyses. L'ensemble de l'étude menée et présentée dans ce chapitre nécessite de réitérer chacune des étapes d'analyse précédemment développées, de l'extraction des spectres en masse invariante, à la correction vers les spectres en masse/impulsion transverse. À chaque "nouvelle" analyse, nous étudions l'influence d'une quantité sur les spectres finals corrigés. Le résultat final retenu pour chaque domaine de centralité, est obtenu en moyennant les valeurs des spectres sur chaque canal en $m_T(p_T)$ d'étude. Nous en tirons ainsi, à la fois la meilleure valeur par canal et les fluctuations (erreurs statistique et systématique) sur chacun d'eux. Nous développons la façon dont les spectres finals ont été obtenus dans ce chapitre. L'estimation de l'erreur systématique peut ensuite être étendue en ajoutant quadratiquement aux résultats une erreur systématique due aux méthodes employées pour l'ajustement de nos spectres. Cela est également discuté avant l'extraction des premiers résultats physiques corrigés.

6.1 Orientation du champ magnétique

Nous avons déjà évoqué l'incertitude liée à l'orientation du champ magnétique dans STAR sur les taux de production de particules. Une coupure supérieure sur la longueur de désintégration des Ξ a permis de réduire considérablement l'asymétrie FFF / RFF. Cependant, elle n'a pas permis de résoudre entièrement ce problème d'asymétrie dont nous devons estimer quantitativement, à présent, l'effet sur les taux de production des baryons doublement étranges. En utilisant les jeux de coupures choisis pour chaque analyse (paragraphe 4.2.2.3) et la méthode de comptage de canaux pour quantifier le signal de Ξ non corrigé, nous avons effectué des analyses séparées, dans un premier temps uniquement avec les fichiers contenant des événements ayant un champ magnétique FFF puis, dans un deuxième temps, avec les autres jeux de fichiers contenant des événements ayant un champ magnétique RFF. Les étapes suivies sont celles énoncées dans les chapitres 4 et 5. Ces analyses ont conduit à l'obtention des spectres corrigés des Ξ^-et des $\bar{\Xi}^+$pour les deux configurations du champ magnétique lors de la mesure. Ces spectres pour les Ξ^-(gauche) et les $\bar{\Xi}^+$(droite) sont représentés sur la figure 6.1 pour les données Au+Au centrales à 200 GeV en fonction de l'impulsion transverse. Les cercles pleins dessinent le spectre obtenu avec un champ FFF, les cercles vides, celui obtenu avec un champ RFF. Le rapport de ces deux distributions en fonction de p_T est représenté en bas des spectres. Les spectres en impulsion transverse obtenus de la même façon pour les données *MinBias* sont présentés sur la figure 6.2 pour les quatre domaines de centralité $10-20\%$, $20-40\%$, $40-60\%$ et $60-80\%$.

Les fluctuations des spectres avec le champ magnétique ne montrent aucune dépendance avec l'impulsion transverse p_T aussi bien pour les événements centraux que *MinBias*. La coupure que nous avons précédemment appliquée sur la longueur de désintégration du Ξ s'est avérée intéressante pour réduire l'asymétrie FFF/RFF. L'asymétrie résiduelle est estimée ici et décomptée comme un pourcentage de l'erreur systématique totale. Dans le cas des collisions périphériques, nous n'avons pas appliqué de coupure sur la longueur de désintégration du Ξ car l'asymétrie FFF/RFF était bien moindre que pour les données centrales. Les fluctuations FFF/RFF dans ce cas, ont été directement comptées comme une erreur systématique. Dans la partie 6.5, nous développons la façon dont les

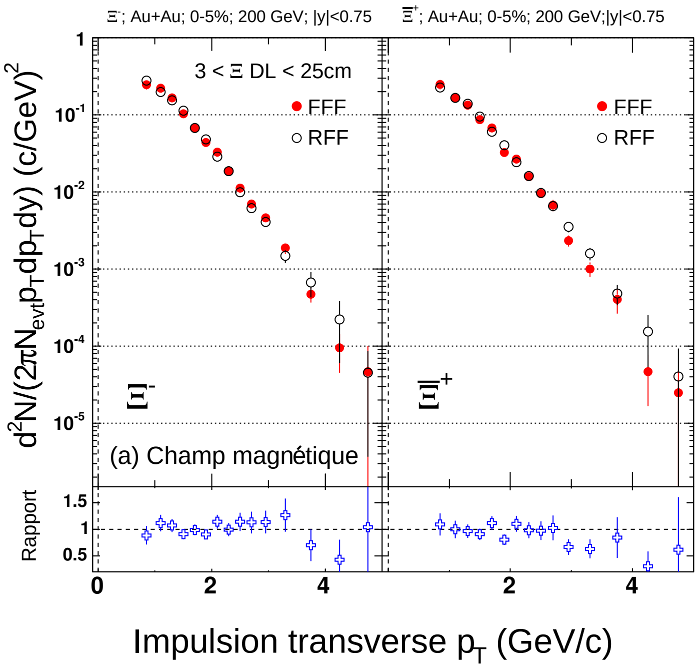


Figure 6.1 – Effet de l'orientation du champ magnétique appliqué sur les spectres centraux en impulsion transverse des Ξ^- et $\bar{\Xi}^+$ obtenus après correction. Une coupure supérieure et inférieure sur le **DecayLength** du Ξ (3 <DL $<$ 25 cm) dans les collisions centrales a permis de diminuer l'asymétrie FFF/RFF.

taux de production des Ξ sont obtenus sur chaque domaine de centralité par ajustement des spectres en impulsion transverse. Cependant, nous exploitons d'ores et déjà un des résultats de ces ajustements par une fonction de Boltzmann pour illustrer l'influence qu'a eu la coupure supérieure **decayLengthXi** sur les taux de production corrigés. Dans le tableau 6.1, les taux de production avant et après coupure sur la decayLength du Ξ sont présentés pour une analyse en FFF et une autre en RFF et sur différents domaines de centralité. On constate clairement, tout d'abord, que l'asymétrie est très importante sur les données centrales par rapport aux données *MinBias* périphériques ($1^{\text{ère}}$ colonne). Après application de la coupure sur la decayLength, l'asymétrie est nettement diminuée ($2^{\text{ème}}$ colonne).

Suite à l'application de la coupure supérieure sur la **DecayLength** (DL) des Ξ (en central), deux études séparant les fichiers de données avec un champ FFF et avec un champ RFF ont été menées en parallèle. Sur chaque canal en p_T, nous pouvons extraire une valeur minimale et une valeur maximale du nombre de Ξ créés. Ces deux valeurs nous donnent une première erreur systématique : $Err_{Syst}^{Champ}(p_T)$ (pour chaque canal en p_T). L'erreur systématique sur les taux de production des Ξ due à l'orientation du champ magnétique a été déterminée de même pour les collisions *Minbias* périphériques.

La contribution en pour cent de cette erreur systématique due à l'orientation du champ à l'erreur systématique totale pour les cinq centralités étudiées en Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV est listée dans la troisième colonne de chacune des tables 6.2, 6.3, 6.4, 6.5, 6.6.

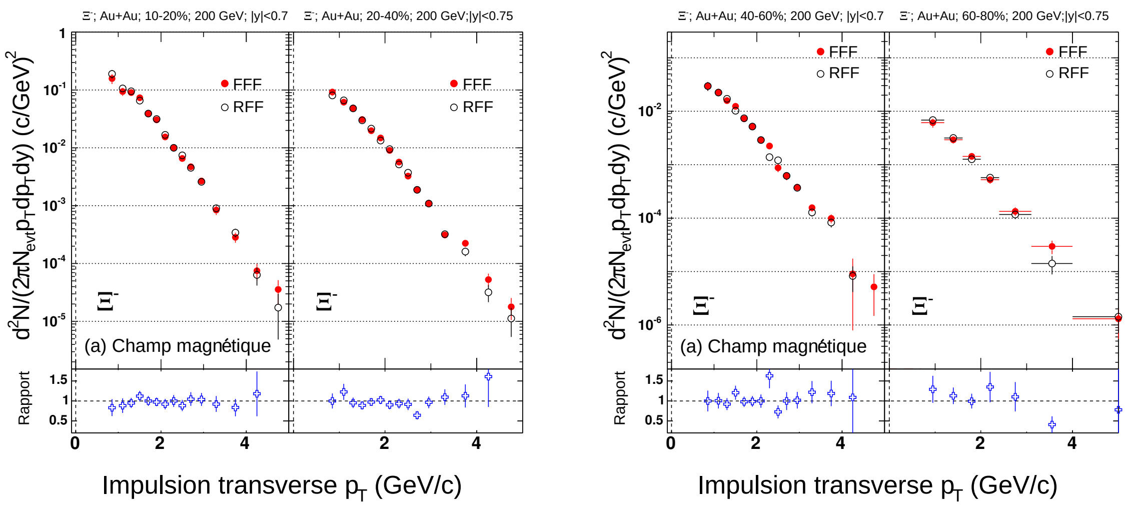


Figure 6.2 – Effet de l'orientation du champ magnétique appliqué sur les spectres *MinBias* en impulsion transverse des Ξ^- obtenus après correction.

Classe	Type	Sans DL			Avec DL		
		FFF	RFF	α (%)	FFF	RFF	α (%)
0-5%	Ξ^-	2.27±0.15	2.51±0.14	10	2.436±0.085	2.441±0.102	0.2
	$\bar{\Xi}^+$	2.23±0.16	1.75±0.14	24	2.012±0.090	2.031±0.082	0.9
10-20%	Ξ^-	1.47±0.07	1.52±0.06	3.3	-	-	-
	$\bar{\Xi}^+$	1.28±0.07	1.20±0.06	6.5	-	-	-
20-40%	Ξ^-	0.76±0.03	0.77±0.02	1.3	-	-	-
	$\bar{\Xi}^+$	0.64±0.02	0.66±0.02	3.1	-	-	-
40-60%	Ξ^-	0.26±0.01	0.26±0.01	0	-	-	-
	$\bar{\Xi}^+$	0.23±0.01	0.22±0.01	4.4	-	-	-

Table 6.1 – Extraction des taux de production des Ξ^-et $\bar{\Xi}^+$séparément en configurations de champ magnétique FFF et RFF en fonction de la centralité à partir d'un ajustement par une fonction de Boltzmann (cf. fin de ce chapitre) sans coupure supérieure sur le **DecayLength** (DL) du Ξ puis avec coupure supérieure pour les collisions les plus centrales. α = (RFF-FFF)/(FFF+RFF)

6.2 Effets dus aux coupures géométriques

Comme pour l'influence des variations de l'orientation du champ magnétique sur les taux de production, nous nous sommes intéressés à l'influence des variations des différentes coupures géométriques de notre analyse sur les taux de production. Il s'est avéré que, de toutes ces coupures, c'est la coupure corrélée et dépendante en p_T qui domine nettement cette erreur systématique supplémentaire. Nous avons donc étudié quelle contribution cette dernière a dans l'erreur systématique totale en faisant varier pas à pas, chacun de ses quatre paramètres A, B, C et D (paragraphe 4.2.2.3).

L'analyse a donc été répétée de très nombreuses fois, en faisant varier séparément d'abord ces quatre paramètres. Sur les figures 6.3, 6.4, 6.5, 6.6, nous montrons comment la fonction de coupure est modifiée sous la variation de ces paramètres. Cette étude a montré que, globalement, quel que soit le paramètre modifié, les taux de production évoluent entre deux bornes à peu près identiques.

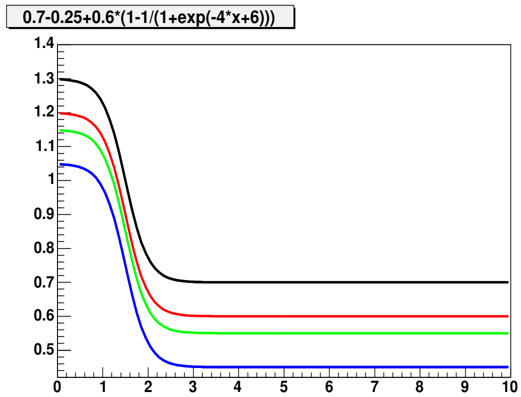


Figure 6.3 – Variation du paramètre A de la coupure dépendante en p_T : $A = -0.20$ (bas), $A = -0.15$, $A = -0.1$ et $A = 0$ (haut).

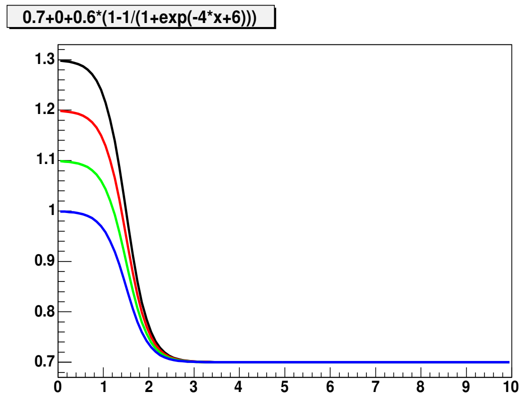


Figure 6.4 – Variation du paramètre B de la coupure dépendante en p_T : $B = 0.3$ (bas), $B = 0.4$, $B = 0.5$ et $B = 0.6$ (haut).

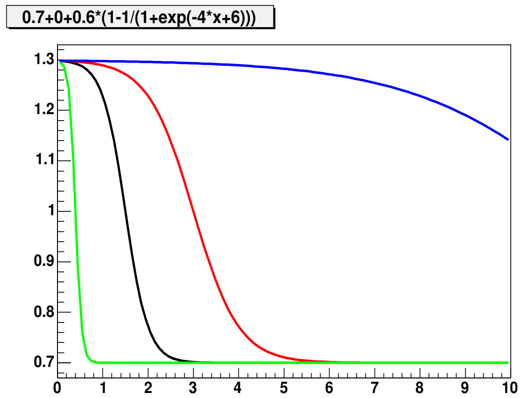


Figure 6.5 – Variation du paramètre C de la coupure dépendante en p_T : $C = -15$ (bas), $C = -4$, $C = -2$ et $C = -0.5$ (haut).

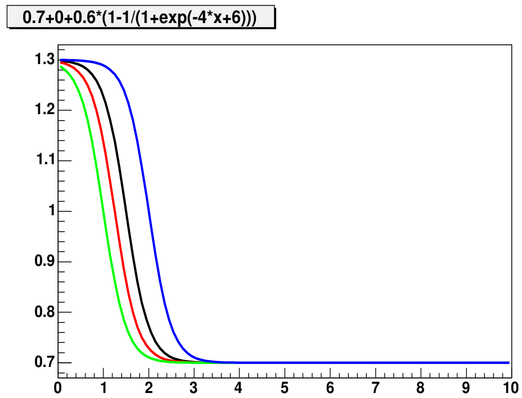


Figure 6.6 – Variation du paramètre D de la coupure dépendante en p_T : $D = 4$ (bas), $D = 5$, $D = 6$ et $D = 8$ (haut).

Plutôt que de retenir ces résultats, nous avons choisi finalement de faire varier simultanément deux paramètres suivant la courbe présentée sur la figure 6.7. Pour obtenir les variations de fonction telles que celles observées en (a), nous avons fait varier les paramètres A et B. La conséquence de ces variations sur le spectre en masse invariante est montrée sur la figure 6.7 (b). La première distribution (bruit de fond important) correspond au résultat d'une coupure peu serrée. Plus la coupure p_T dépendante est resserrée et plus le bruit de fond diminue sur ces spectres. La “distribution du milieu” correspond à la coupure avec laquelle nous avons fait notre étude sur l'orientation du champ magnétique du paragraphe 6.1, ainsi que l'étude qui suit sur l'extraction du bruit des spectres en masse transverse du paragraphe 6.5.

Les distributions obtenues suite à l'application de cette coupure (en central) ont ensuite été corrigées pour extraire les spectres en impulsion transverse finals dans chacune de ces sept configurations. Ces spectres sont présentés sur la figure 6.8 en échelle logarithmique à gauche et en échelle linéaire à droite.

À ce stade, nous retiendrons deux points importants :

(1) Comme précédemment, des extrema de ces distributions, nous avons extrait une erreur systématique pour chaque canal en p_T : $Err_{Syst}^{Coupure}(p_T)$. Pour les collisions périphériques, une analyse similaire a été menée mais en faisant varier A et B suivant seulement trois configurations différentes, l'effet de cette coupure géométrique étant moins significatif en "périphérique" (faible multiplicité) qu'en "central" (grande multiplicité). Les spectres correspondant sont montrés sur la figure 6.9 en (a) pour les quatre domaines de centralité (10-20%, 20-40%, 40-60% et 60-80%). De même que pour l'erreur systématique due à l'orientation du champ magnétique, **le pourcentage de cette contribution à l'erreur systématique totale par canal en impulsion transverse est listé dans la première colonne des tables 6.2, 6.3, 6.4, 6.5, 6.6 pour les cinq centralités étudiées en Au+Au à 200 GeV**.

(2) **Les sept analyses pour les collisions centrales et les trois analyses pour les collisions périphériques, nous ont permis d'extraire les spectres finals sur les cinq domaines de centralité étudiés**. Le spectre en impulsion transverse final (central par exemple) a été obtenu, canal par canal en faisant la moyenne des sept valeurs (sept spectres) du taux de production des Ξ dans un canal en p_T donné. Pour les collisions périphériques, la valeur moyenne a été extraite à partir de trois valeurs.

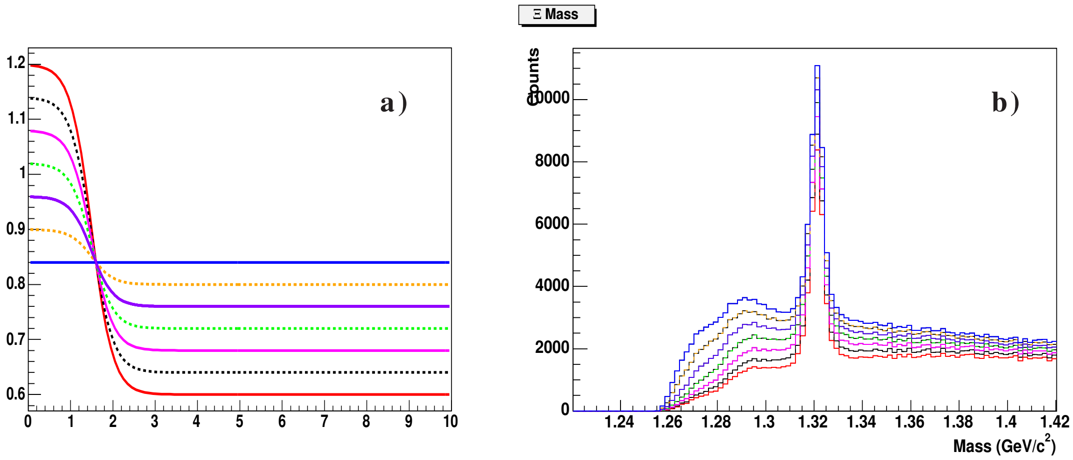


Figure 6.7 – a) Effet de la coupure géométrique dépendante en p_T sur la détermination des spectres en masse transverse des Ξ^- et $\bar{\Xi}^+$. Cette coupure est dominante dans l'erreur systématique en comparaison aux autres coupures dont l'effet est négligeable. b) Effet de la coupure géométrique dépendante en p_T sur la masse invariante des Ξ^-.

6.3 Des effets de l'estimation du bruit de fond

La troisième contribution que nous avons prise en compte pour la détermination de l'erreur systématique totale concerne les spectres en masse invariante et la façon dont la quantité de signal a été extraite du bruit de fond combinatoire restant. Nous avons utilisé pour cela trois méthodes différentes. Comme nous l'avons vu dans le chapitre 4, ces méthodes d'extraction du signal semblent équivalentes en étudiant uniquement les spectres

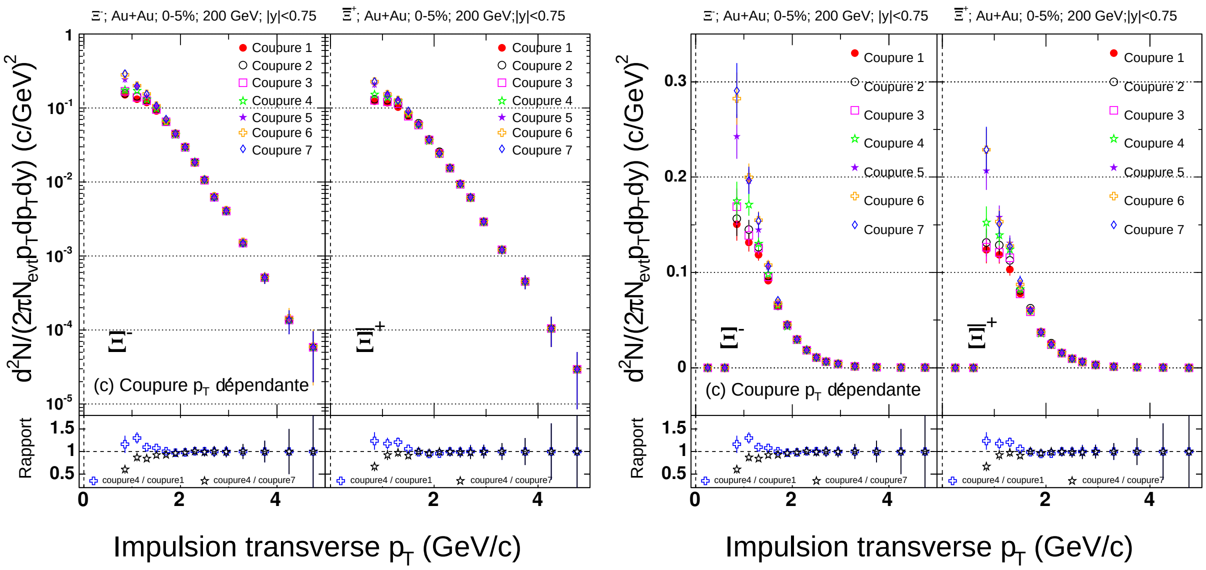


Figure 6.8 – Effet de la coupure géométrique dépendante en p_T sur la détermination des spectres en masse transverse des Ξ^- et $\bar{\Xi}^+$. Gauche : représentation logarithmique, droite : représentation linéaire.

en masse invariante intégrés en p_T. Une étude plus détaillée selon différents domaines en p_T a montré (cf. chapitre 4) que le comptage de canaux n'est pas pertinent pour extraire le signal à bas p_T par exemple. Cette méthode a tendance à surévaluer le pic de signal dans ce domaine d'impulsion transverse (figure 4.20). Sur d'autres domaines où un pic faible subsiste autour de 1.29 GeV/c^2, le comptage de canaux a tendance à sous-évaluer le pic de signal (figure 4.22).

Dans ces domaines d'impulsion transverse, un ajustement du bruit de fond par des fonctions de type polynômes de degrés impairs semble être plus approprié (figures 4.21 et 4.22). Sur ces figures, le comptage de canaux est en défaut. Nous montrons, par opposition sur la figure 4.20, un domaine en p_T où l'ajustement n'a pas pu être correctement effectué (surestimation du pic de Ξ). Dans ce cas, c'est le comptage de canaux qui est plus approprié. La meilleure extraction du pic de signal résulte donc d'une combinaison moyennée de toutes ces méthodes. C'est ce que nous avons réalisé pour l'étude des spectres des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV. Nous avons choisi de compter le bruit de fond sous le pic de Ξ en utilisant le comptage de canaux, un ajustement par un polynôme de degré 3 et un ajustement par un polynôme de degré 7. **Ces trois contributions ont permis d'extraire une troisième erreur systématique : $Err^{Fit}_{Syst}(p_T)$ (pour chaque canal en p_T) listée dans la deuxième colonne des tables 6.2, 6.3, 6.4, 6.5, 6.6 pour les cinq centralités étudiées en Au+Au à 200 GeV.**

6.4 Bilan sur les erreurs systématiques

Dans cette partie, nous dressons un bilan de l'ensemble des erreurs systématiques. Les tableaux 6.2, 6.3, 6.4, 6.5, 6.6 les résument pour les cinq centralités d'étude des collisions Au+Au à 200 GeV. Les trois premières colonnes de ces tables donnent le poids des trois

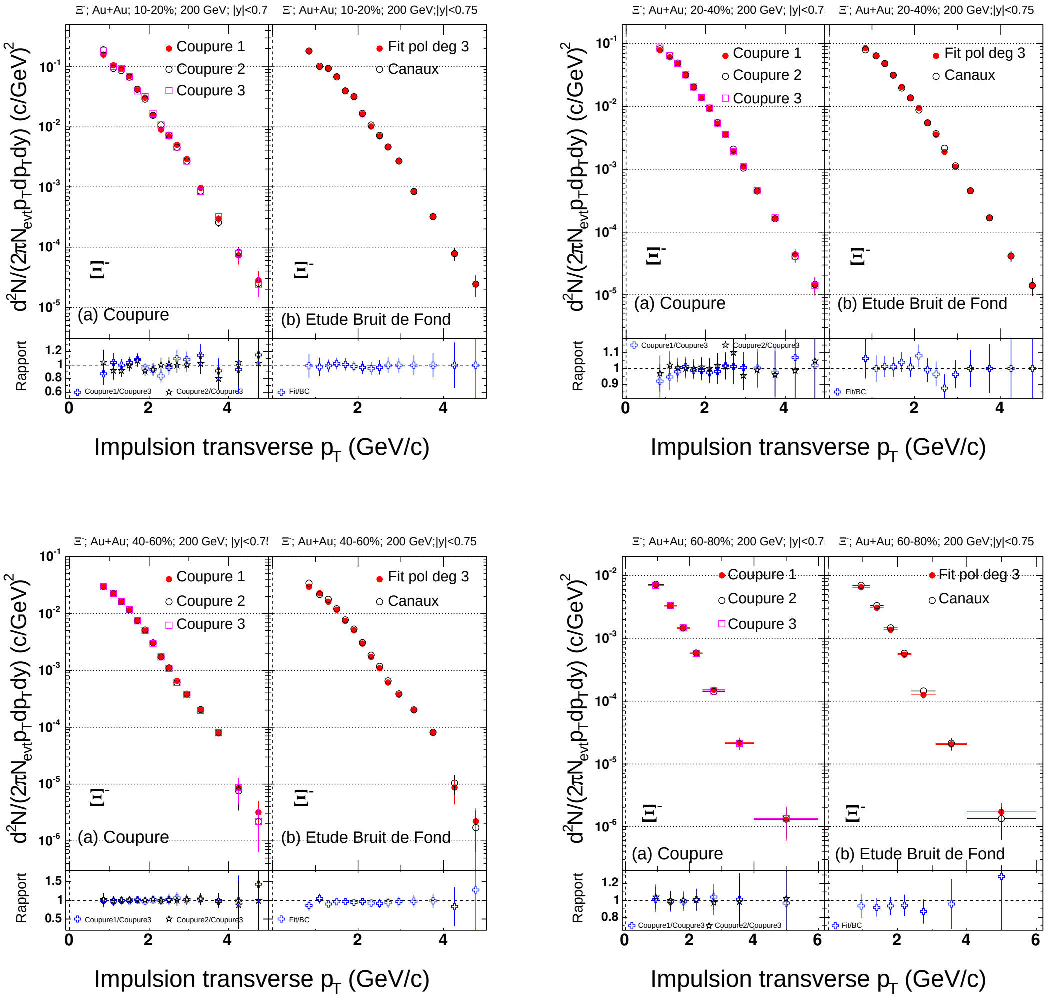


Figure 6.9 – (a) Effet de la coupure géométrique dépendante en p_T sur la détermination des spectres en masse transverse des Ξ^- pour les collisions 10-20% (en haut à gauche), 20-40% (en haut à droite), 40-60% (en bas à gauche) et 60-80% (en bas à droite) pour les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. (b) Effet de la technique d'extraction du bruit de fond (comptage de canaux et ajustement par un polynôme) sur les spectres en masse transverse pour les mêmes domaines de centralité.

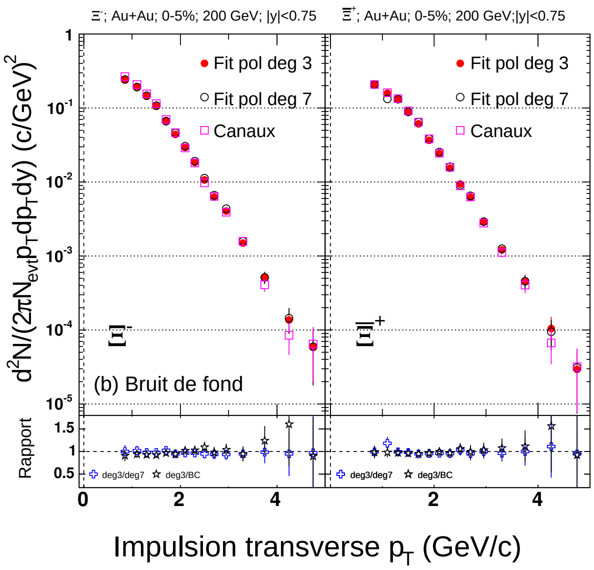


Figure 6.10 – Effet des différentes techniques d'extraction du bruit de fond sous le pic de Ξ sur les spectres en masse transverse des Ξ^- à gauche et des $\bar{\Xi}^+$ à droite. Représentation logarithmique.

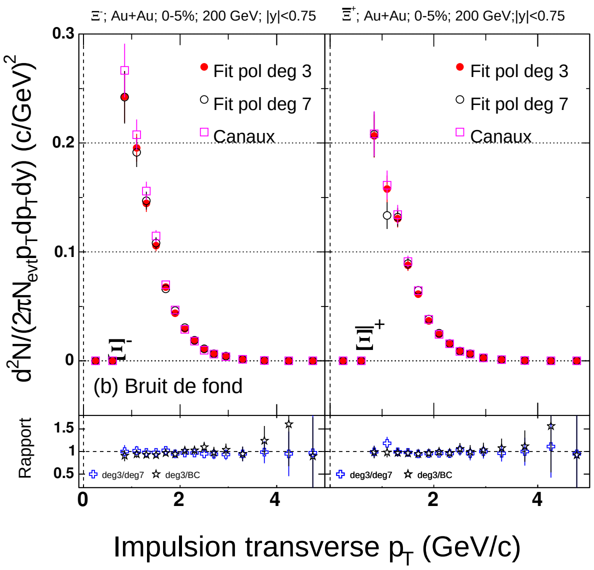


Figure 6.11 – Même étude que sur la figure 6.10 mais en représentation linéaire.

erreurs systématiques introduites précédemment dans le calcul de l'erreur systématique totale. Cette dernière est finalement extraite de la façon suivante. $Err^{Tot}_{Syst}(p_T)$ pour les Ξ^-puis pour les $\bar{\Xi}^+$est obtenue par la somme quadratique de $Err^{Champ}_{Syst}(p_T)$, $Err^{Coupure}_{Syst}(p_T)$ et $Err^{Fit}_{Syst}(p_T)$. L'erreur systématique totale que nous retenons à la fin de notre étude est la moyenne des erreurs systématiques totales du Ξ^-et du $\bar{\Xi}^+$sur chacun des domaines en p_T (m_T) étudiés. L'erreur systématique pour un Ξ^-est donc égale à celle d'un $\bar{\Xi}^+$. Les deux dernières colonnes des tableaux précédemment cités répertorient en pour cent ce que représente l'erreur systématique totale par rapport aux taux de production des Ξ sur chaque canal en p_T.

Dans le cas des collisions centrales, nous constatons que l'erreur systématique due à la coupure dépendante en p_T domine l'erreur systématique totale à basse impulsion transverse puis diminue avec p_T qui augmente. Cette large erreur systématique à bas p_T, dénote clairement l'incapacité pour le détecteur STAR de discerner avec la plus grande justesse la forme des spectres corrigés à basse impulsion transverse. Comme nous le verrons par la suite, cette incertitude sur les bas p_T ne devra pas être négligée des bilans physiques que nous dressons, à la fois sur les taux de production et leur évolution avec la centralité de la collision, mais également et surtout sur la dynamique dans le plan transverse de la collision. Au-delà de $p_T > 1.7$ GeV/c, la plus grosse contribution à l'erreur systématique totale provient encore du champ magnétique même si cette dernière a été considérablement diminuée par application de la coupure sur la longueur de décroissance du Ξ. Mis à part le canal de p_T le plus bas, l'erreur systématique totale dépasse rarement les 15 % pour les données centrales.

Si on s'intéresse à présent aux collisions périphériques *MinBias*, aucune systématique

Centre du canal en p_T (GeV/c)	$Err^{Coupure}_{Syst}$ (%)	Err^{Fit}_{Syst} (%)	Err^{Champ}_{Syst} (%)	Err^{Tot}_{Syst} Ξ^-(%)	Err^{Tot}_{Syst} $\bar{\Xi}^+$(%)
0.85	93.6875	1.53527	4.77718	**27.3488**	**33.4927**
1.1	57.8832	34.3096	7.80715	**13.5495**	**16.6743**
1.3	83.7098	5.41	10.8803	**8.37979**	**9.49309**
1.5	47.4259	9.18947	43.3846	**7.18456**	**8.64364**
1.7	39.3073	15.3382	45.3545	**5.40125**	**6.00099**
1.9	0.0967587	0.594674	99.3086	**7.10595**	**8.57797**
2.1	10.1475	11.2351	78.6173	**6.23816**	**7.53356**
2.3	2.08394	70.1079	27.8082	**1.87236**	**2.24185**
2.5	4.21404	44.2258	51.5602	**5.67521**	**6.45081**
2.7	4.77112	35.0298	60.1991	**4.51777**	**4.5936**
2.95	0.0813305	20.1684	79.7502	**11.6654**	**16.4116**
3.3	0.0199199	2.45768	97.5224	**16.5924**	**20.6705**
3.75	1.50706e-05	26.2089	73.7911	**15.5659**	**17.4536**
4.25	0	11.8056	88.1944	**45.6075**	**60.0118**
4.75	0	45.0723	54.9277	**8.99849**	**17.8618**
5.5	0	70.6196	29.3804	**5.61296**	**87.4624**

Table 6.2 – Bilan sur les erreurs systématiques des collisions centrales (0-5%) Au+Au à 200 GeV. Les trois premières colonnes répertorient pour quelle part (en %) les erreurs dues (1) aux coupures géométriques appliquées, (2) les erreurs dues à l'ajustement du bruit de fond des spectres en masse invariante, (3) les erreurs dues à la mauvaise définition du champ magnétique dans STAR, contribuent à l'erreur systématique totale. Les deux autres colonnes (en gras), listent le pourcentage de l'erreur systématique calculé par rapport au contenu de chaque canal en p_T.

claire n'apparaît dans les spectres. Il semblerait que plus les collisions sont périphériques et plus la contribution de l'orientation du champ magnétique devient importante. Quoiqu'il en soit, les pourcentages des deux dernières colonnes font apparaître que l'erreur systématique totale est plus faible que pour les collisions centrales.

6.5 Les ajustements des spectres en (m_T-m_0)

L'ensemble des erreurs systématiques listées ci-dessus ont été incluses dans les spectres en masse (impulsion) transverse finals corrigés. Dans le cas des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV, les erreurs comprennent les contributions de tout ce que nous venons de présenter dans ce chapitre. Les spectres correspondant à cette énergie, incluant les erreurs systématiques par canal en p_T, pour les Ξ^-et les $\bar{\Xi}^+$pour les cinq domaines de centralité précédemment définis, ont été montrés au paragraphe 5.6.1 du chapitre 5.

Dans le cas des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 62.4 GeV et d+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV dont les spectres sont aussi présentés en fin de chapitre 5, dans les paragraphes 5.6.2 et 5.6.3, les données que nous avons analysées ont été prises uniquement avec un champ magnétique RFF. Les barres d'erreur systématiques incluses sur les deux figures ne contiennent donc pas d'information sur l'effet de l'asymétrie de champ. En attendant que des nouvelles prises de données aient lieu pour ces systèmes avec un champ magnétique FFF, il est possible

Centre du canal en p_T (GeV/c)	$Err_{Syst}^{Coupure}$ (%)	Err_{Syst}^{Fit} (%)	Err_{Syst}^{Champ} (%)	Err_{Syst}^{Tot} Ξ^-(%)	Err_{Syst}^{Tot} $\bar{\Xi}^+$(%)
0.85	29.6556	9.61781	60.7266	**13.5664**	**15.5917**
1.1	55.1421	12.9047	31.9532	**6.86175**	**8.02752**
1.3	41.0855	2.10942	56.8051	**5.10508**	**7.20931**
1.5	43.3487	4.22447	52.4268	**4.56767**	**5.86886**
1.7	34.7116	28.4384	36.85	**5.43894**	**6.23546**
1.9	36.6134	8.26026	55.1264	**6.87601**	**8.96438**
2.1	0.272076	8.3547	91.3732	**8.41665**	**9.50182**
2.3	45.3005	4.75046	49.9491	**11.739**	**12.5304**
2.5	14.9583	15.483	69.5586	**10.5437**	**12.9526**
2.7	41.2918	0	58.7082	**11.9448**	**14.7317**
2.95	64.9332	0	35.0668	**4.7903**	**6.74587**
3.3	45.1442	0	54.8558	**11.564**	**12.0656**
3.75	18.5605	0	81.4395	**12.963**	**14.831**
4.25	67.9515	0	32.0485	**18.1999**	**22.293**
4.75	50.0378	0	49.9622	**26.9462**	**37.5044**
5.5	15.2042	0	84.7958	**116.715**	**74.2874**

Table 6.3 – Même commentaire que le tableau 6.2 mais pour les collisions *MinBias* (10-20%) Au+Au à 200 GeV.

d'inclure aux erreurs systématiques obtenues à $\sqrt{s_{NN}}$ = 62.4 GeV et en d+Au, les erreurs systématiques estimées aux énergies de $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV pour considérer davantage les effets de l'asymétrie dans les spectres. Les résultats que nous présentons (chapitre 5, 5.6.2) de même que ceux obtenus pour les collisions d+Au (chapitre 5, 5.6.2), ne prennent pas en compte les effets de l'asymétrie FFF/RFF. La seule erreur systématique que nous avons déterminée est Err_{Syst}^{Fit}. La coupure dépendante en p_T n'ayant pas été appliquée en d+Au, seuls les effets des autres coupures devront être estimés. Pour les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 62.4 GeV, en revanche, la coupure dépendance en p_T dominant les erreurs systématiques des coupures géométriques, il s'agira par la suite de mener une étude analogue à celle réalisée à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV pour extraire l'erreur systématique totale.

Désormais, nous disposons des spectres corrigés des Ξ. Ces spectres sont pour nous riches d'information car c'est à partir de ces derniers que nous fondons l'essentiel des discussions physiques proposées successivement dans les chapitres 7 et 8.

6.5.1 Ajustement de type Exponentiel

Que ce soit amplitude ou forme des spectres, il faut pouvoir paramétrer chacun d'eux par des fonctions dont les paramètres renseignent sur une éventuelle physique sous-jacente. Comment avoir accès à cette physique ? Un premier élément de réponse a été apporté par Hagedorn [Hage 83] qui, dès 1983, a montré que la distribution en masse transverse d'une particule est proportionnelle à $\exp^{-m_T/T}$ (1) moyennant que cette dernière ait été produite par une source à l'équilibre thermique.

Centre du canal en p_T (GeV/c)	$Err^{Coupure}_{Syst}$ (%)	Err^{Fit}_{Syst} (%)	Err^{Champ}_{Syst} (%)	Err^{Tot}_{Syst} Ξ^-(%)	Err^{Tot}_{Syst} $\bar{\Xi}^+$(%)
0.85	11.7471	55.6266	32.6262	**6.99439**	**7.36555**
1.1	18.7871	0.0316316	81.1813	**6.3125**	**7.92397**
1.3	24.8854	28.7375	46.3771	**1.75172**	**2.44111**
1.5	9.72171	7.66104	82.6172	**3.32981**	**3.59811**
1.7	2.26581	39.3798	58.3544	**3.15257**	**3.41867**
1.9	0.848259	31.9601	67.1916	**3.55973**	**3.85611**
2.1	14.536	34.4476	51.0164	**4.76654**	**5.70928**
2.3	5.83803	2.91356	91.2484	**4.06912**	**4.61063**
2.5	2.26875	3.25631	94.4749	**5.23504**	**6.90879**
2.7	0.655311	53.2626	46.0821	**13.7908**	**14.7329**
2.95	2.86209	89.246	7.89195	**3.81637**	**4.11031**
3.3	4.00737	0	95.9926	**2.64347**	**3.10969**
3.75	0.921354	0	99.0786	**12.1665**	**15.3119**
4.25	9.74892	0	90.2511	**26.4544**	**24.6056**
4.75	2.25197	0	97.748	**35.1812**	**23.5632**
5.5	23.5903	0	76.4097	**46.5052**	**36.9608**

Table 6.4 – Même commentaire que le tableau 6.2 mais pour les collisions *MinBias* (20-40%) Au+Au à 200 GeV.

Une intégration sur tout le domaine de m_T permet d'exprimer les spectres en masse / impulsion transverse en fonction de deux paramètres comme indiqué par l'équation 6.1 : le taux de production des particules par unité de rapidité (ce taux est extrapolé à toutes les valeurs de m_T. Nous calculerons par la suite cette quantité uniquement sur le domaine de m_T mesuré ainsi que sur des domaines de m_T choisis.) et le paramètre de pente inverse T. Ce terme contient certes une information sur la température de la particule dans le milieu dans lequel elle a gravité mais ce terme contient également de l'information sur la vitesse d'expansion du système.

$$\frac{\mathrm{d^2N}}{2\pi\mathrm{dyp_Tdp_T}} = \frac{\mathrm{d^2N}}{2\pi\mathrm{dym_Tdm_T}} = \frac{1}{2\pi\mathrm{T(m_0+T)}}\frac{\mathrm{dN}}{\mathrm{dy}}\mathrm{e}^{-(\mathrm{m_T-m_0})/\mathrm{T}} \tag{6.1}$$

Cette formule d'ajustement présente à la fois l'avantage de donner les taux de production des Ξ^-et $\bar{\Xi}^+$par unité de rapidité ainsi que T mais aussi elle permet de comparer directement les spectres obtenus pour les Ξ avec celui des autres particules car ces derniers y sont représentés par rapport à $(\mathrm{m_T}-\mathrm{m_0})$, $\mathrm{m_0}$ étant la masse au repos de la particule.

Le résultat de l'ajustement des spectres pour les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV par cette fonction exponentielle est représenté sur la figure 6.12 en (c) et (d). Les traits pleins sont le résultat des ajustements pour les Ξ^-, les pointillés sont ceux des $\bar{\Xi}^+$. Les valeurs obtenues sont répertoriées dans la table B.1 pour les collisions Au+Au à 200 GeV. Dans la partie haute de ces dernières, les ajustements obtenus uniquement à partir des erreurs statistiques sont répertoriés. Dans la partie basse, les erreurs systématiques ont en plus été incluses dans l'ajustement. Nous retiendrons ces valeurs comme résultats finals des taux de production des Ξ^-et $\bar{\Xi}^+$à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV.

Centre du canal en p_T (GeV/c)	$Err^{Coupure}_{Syst}$ (%)	Err^{Fit}_{Syst} (%)	Err^{Champ}_{Syst} (%)	Err^{Tot}_{Syst} Ξ^-(%)	Err^{Tot}_{Syst} $\bar{\Xi}^+$(%)
0.85	0.0712822	91.952	7.97675	**6.37371**	**7.20738**
1.1	13.6746	44.2444	42.0809	**2.64659**	**2.88671**
1.3	0.385016	35.8799	63.7351	**7.35306**	**8.05778**
1.5	0.532418	15.3519	84.1157	**9.94187**	**11.6779**
1.7	5.36035	38.3362	56.3035	**3.56282**	**4.19619**
1.9	6.96558	65.185	27.8494	**3.33158**	**4.20881**
2.1	7.31568	51.2053	41.479	**3.61889**	**4.15509**
2.3	0.00767698	15.1107	84.8816	**17.1345**	**18.4746**
2.5	1.74894	25.6255	72.6256	**11.3161**	**12.3746**
2.7	21.7606	28.9811	49.2583	**7.3786**	**7.68499**
2.95	4.36252	75.3396	20.2979	**2.67328**	**3.19593**
3.3	6.19107	9.32936	84.4796	**5.52187**	**6.47011**
3.75	3.27268	31.2915	65.4358	**7.49766**	**10.5793**
4.25	0.383941	41.8728	57.7432	**41.863**	**20.9503**
4.75	9.95599	0.699309	89.3447	**96.424**	**28.9917**
5.5	0.0427825	0	99.9572	**20.9206**	**16.4731**

Table 6.5 – Même commentaire que le tableau 6.2 mais pour les collisions *MinBias* (40-60%) Au+Au à 200 GeV.

Nous avons ajusté de même les spectres obtenus à plus basses énergies et en d+Au dans la table 6.8. Ces valeurs ont été extraites en ne considérant que l'erreur systématique Err^{Fit}_{Syst}.

Pour les collisions Au+Au et d+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV, les paramètres de pente inverse entre particule et antiparticule ne présentent pas de différence significative en accord avec un rapport $\bar{\Xi}^+/\Xi^-$plat avec l'impulsion transverse (cf chapitre 4) même si a priori les mécanismes de production des particules et des antiparticules peuvent être différents.

Ces observations peuvent aussi être faites dans le cas des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 62.4 GeV excepté peut-être pour les collisions les plus centrales où les antiparticules semblent être légèrement moins produites dans le domaine des basses impulsions. Nos résultats cependant sont encore préliminaires.

6.5.2 Ajustement de type Boltzmann

En plus d'un ajustement par une fonction exponentielle, nous avons utilisé un ajustement de type Boltzmann pour améliorer la paramétrisation de nos résultats. La fonction de Boltzmann utilisée pour l'ajustement est donnée par la formule 6.2 :

$$\frac{d^2N}{2\pi dyp_Tdp_T} = \frac{d^2N}{2\pi dym_Tdm_T} = \frac{m_T}{2\pi T(m_0^2 + 2m_0T + 2T^2)}\frac{dN}{dy}e^{-(m_T-m_0)/T} \tag{6.2}$$

Cette fonction a la particularité de mieux reproduire les spectres en impulsion/masse transverse dans le domaine de bas p_T. La forme des spectres, en effet, dans ce domaine est légèrement concave. La fonction de Boltzmann un peu courbe parvient à mieux reproduire

Centre du canal en p_T (GeV/c)	$Err_{Syst}^{Coupure}$ (%)	Err_{Syst}^{Fit} (%)	Err_{Syst}^{Champ} (%)	Err_{Syst}^{Tot} Ξ^-(%)	Err_{Syst}^{Tot} $\bar{\Xi}^+$(%)
0.95	0.505882	14.2529	85.2412	**9.00434**	**9.61173**
1.4	1.7768	31.5928	66.6304	**6.00019**	**5.79094**
1.8	6.93421	55.5699	37.4959	**5.26314**	**5.67773**
2.2	0.465316	28.2263	71.3084	**7.517**	**10.8176**
2.75	9.65981	66.4803	23.8599	**12.1086**	**14.9229**
3.55	0.0223622	0.204105	99.7735	**36.078**	**41.2577**
5	0.509307	78.4893	21.0014	**13.8314**	**15.3182**

Table 6.6 – Même commentaire que le tableau 6.2 mais pour les collisions *MinBias* (60-80%) Au+Au à 200 GeV.

la forme des spectres que la fonction exponentielle, en particulier dans le cas des collisions les plus centrales. Les résultats des ajustements des spectres corrigés par une fonction de Boltzmann sans et avec erreur systématique sont listés dans la table 6.9 pour les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV et la table 6.10 pour les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 62.4 et d+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV.

Dans chacune des tables B.1, 6.8, 6.9 et 6.10, la valeur de χ^2/ndf pour chaque ajustement est donnée. On constate que la meilleure valeur de χ^2/ndf est donnée par un ajustement de Boltzmann dans le cas des collisions Au+Au et d+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV. À $\sqrt{s_{NN}}$ = 62.4 GeV, la différence est moins flagrante.

Notons de plus que dans le cas d'un ajustement de type exponentiel, on obtient systématiquement des valeurs des taux de production intégrés (dN/dy) et des paramètres de pente inverse (T) plus élevés que dans le cas d'un ajustement de type Boltzmann. Pour la suite de notre analyse, nous avons retenu les valeurs des taux de production et des paramètres de pente inverse donné par le meilleur χ^2/ndf, donc ce sont les valeurs extraites d'une paramétrisation de Boltzmann que nous avons gardées.

6.5.3 Une erreur systématique supplémentaire

Bien que nous ne gardions que les valeurs extraites d'un ajustement de type Boltzmann, il est possible de considérer une erreur systématique supplémentaire dans notre analyse : celle donnée par la différence des taux de production obtenus par les deux ajustements présentés ci-dessus.

Dans ce cas, une erreur systématique supplémentaire pourrait être ajoutée à l'étude que nous venons de décrire. Cela conduit à considérer une erreur systématique supplémentaire due aux erreurs sur l'ajustement répertoriée dans le tableau 6.11 dans le cas des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV, $\sqrt{s_{NN}}$ = 62.4 GeV et d+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV.

Taux de production avec erreur statistique - Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV						
Centralité	Ξ^-	T_{Ξ^-} (MeV)	χ^2/ndf	$\bar{\Xi}^+$	$T_{\bar{\Xi}^+}$ (MeV)	χ^2/ndf
$0-5\%$	2.274±0.057	385.4±4.8	24.3/12	1.905±0.054	385.7±5.5	27.5/12
$10-20\%$	1.496±0.047	376.1±4.8	26.5/12	1.20±0.043	381.2±5.6	12.5/12
$20-40\%$	0.760±0.017	372.2±3.7	15.8/12	0.650±0.016	374.1±4.1	23.6/12
$40-60\%$	0.265±0.009	371.5±5.7	18.1/12	0.229±0.009	373.5±6.3	5.0/12
$60-80\%$	0.0659±0.0036	357.8±9.7	1.3/4	0.0641±0.0040	336.9±9.7	5.7/4
Taux de production avec erreur systématique Err_{Syst}^{Tot} - Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV						
Centralité	Ξ^-	T_{Ξ^-} (MeV)	χ^2/ndf	$\bar{\Xi}^+$	$T_{\bar{\Xi}^+}$ MeV	χ^2/ndf
$0-5\%$	2.364±0.107	379.0±7.7	7.2/12	2.018±0.107	379.6±9.1	5.7/12
$10-20\%$	1.483±0.061	377.4±6.4	14.8/12	1.187±0.058	380.8±7.7	6.9/12
$20-40\%$	0.764±0.021	370.6±4.7	9.2/12	0.647±0.020	373.8±5.2	15.3/12
$40-60\%$	0.263±0.011	374.0±6.7	12.1/12	0.228±0.011	374.1±7.6	3.7/12
$60-80\%$	0.066±0.005	350.3±14.5	0.7/4	0.065±0.005	334.5±14.7	3.0/4

Table 6.7 – Extraction des taux de production finals et des paramètres de pente inverse finals pour les Ξ^-et $\bar{\Xi}^+$à partir d'une paramétrisation **Exponentielle** pour les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV.

Taux de production avec erreur systématique Err_{Syst}^{Fit} - Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 62.4 GeV						
Centralité	Ξ^-	T_{Ξ^-} (MeV)	χ^2/ndf	$\bar{\Xi}^+$	$T_{\bar{\Xi}^+}$ (MeV)	χ^2/ndf
$0-10\%$	1.645±0.058	317.2±4.3	7.1/9	0.929±0.041	337.1±5.8	5.6/9
$10-20\%$	1.176±0.045	319.2±4.8	13.9/9	0.736±0.033	319.3±5.6	11.6/9
$20-40\%$	0.531±0.014	320.3±3.5	23.9/9	0.319±0.010	329.9±4.5	20.3/9
$40-60\%$	0.176±0.007	311.6±5.0	5.4/9	0.131±0.006	305.7±6.0	5.1/9
$60-80\%$	0.045±0.003	289.6±9.5	2.9/9	0.032±0.001	300.7±14.0	5.5/9
Taux de production avec erreur systématique Err_{Syst}^{Fit} - d+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV						
Centralité	Ξ^-	T_{Ξ^-} (MeV)	χ^2/ndf	$\bar{\Xi}^+$	$T_{\bar{\Xi}^+}$ MeV	χ^2/ndf
$0-20\%$	0.0476±0.0020	380.3±9.1	3.76/5	0.0379±0.0017	384.1±10.3	4.99/5
$20-40\%$	0.0338±0.0016	372.9±9.5	0.995/5	0.0270±0.0013	373.2±10.5	7.42/5
$40-100\%$	0.0090±0.0004	369.5±9.7	2.84/5	0.0079±0.0004	357.0±9.4	2.60/5

Table 6.8 – Extraction des taux de production finals et des paramètres de pente inverse finals pour les Ξ^-et $\bar{\Xi}^+$à partir d'une fonction **Exponentielle** pour les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 62.4 GeV (haut) et d+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV (bas).

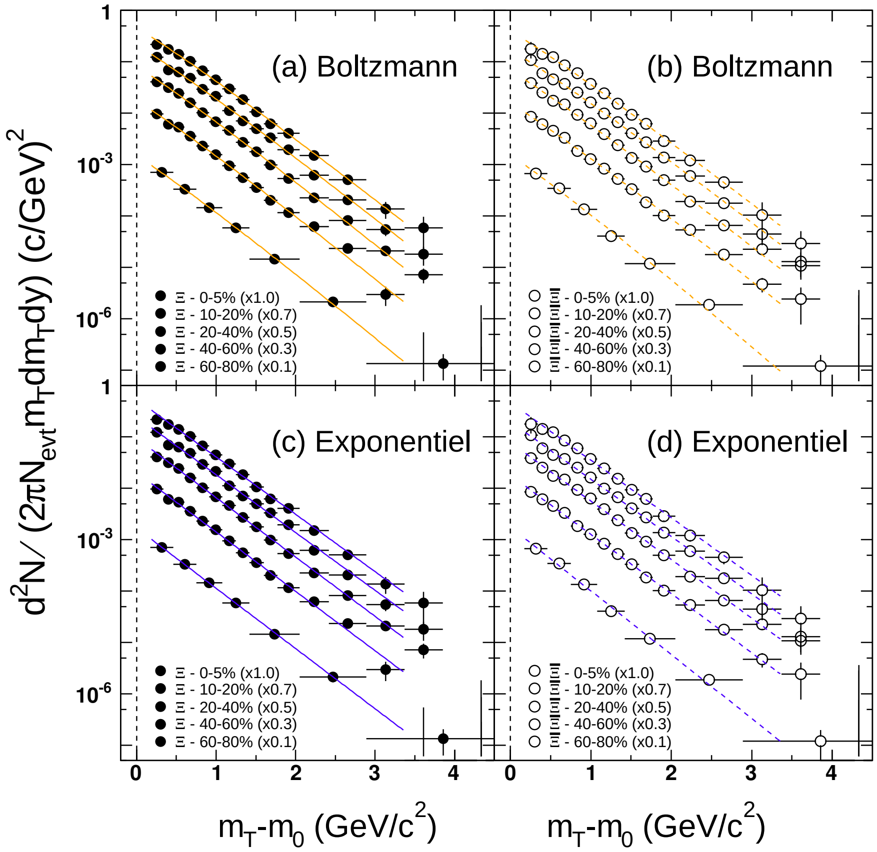


Figure 6.12 – Ajustement des spectres en masse transverse finals par une fonction de type Boltzmann (a et b respectivement pour les Ξ^-et $\bar{\Xi}^+$) et par une exponentielle (c et d respectivement pour les Ξ^-et $\bar{\Xi}^+$).

Taux de production avec erreur statistique - Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV						
Centralité	Ξ^-	T_{Ξ^-}	χ^2/ndf	$\bar{\Xi}^+$	T_{Ξ^-}	χ^2/ndf
$0-5\%$	2.175±0.055	333.3±3.8	13.7/12	1.83±0.05	333.3±4.3	16.6/12
$10-20\%$	1.414±0.045	328.5±3.9	20.3/12	1.137±0.041	332.5±4.5	7.2/12
$20-40\%$	0.723±0.016	323.9±3.0	10.3/12	0.619±0.015	325.5±3.3	16.1/12
$40-60\%$	0.252±0.009	323.2±4.6	18.4/12	0.218±0.008	324.5±5.1	7.5/12
$60-80\%$	0.0636±0.0036	310.6±7.7	0.6/4	0.0619±0.0039	293.8±7.7	5.9/4
Taux de production avec erreur systématique Err^{Tot}_{Syst} - Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV						
Centralité	Ξ^-	T_{Ξ^-}	χ^2/ndf	$\bar{\Xi}^+$	T_{Ξ^-}	χ^2/ndf
$0-5\%$	2.235±0.103	329.2±6.1	4.4/12	1.908±0.103	329.7±7.3	3.4/12
$10-20\%$	1.406±0.058	329.9±5.2	11.0/12	1.13±0.056	332.5±6.1	4.0/12
$20-40\%$	0.727±0.021	322.9±3.8	5.9/12	0.617±0.019	325.5±4.1	10.5/12
$40-60\%$	0.251±0.011	325.4±5.4	12.1/12	0.217±0.010	325.3±6.1	5.3/12
$60-80\%$	0.0637±0.0046	310.6±11.4	0.3/4	0.0631±0.0051	290.6±11.6	2.7/4

Table 6.9 – Extraction des taux de production finals et des paramètres de pente inverse finals pour les Ξ^-et $\bar{\Xi}^+$à partir d'une paramétrisation de **Boltzmann** pour les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV.

Taux de production avec erreur systématique Err^{Fit}_{Syst} - Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 62.4 GeV						
Centralité	Ξ^-	T_{Ξ^-} (MeV)	χ^2/ndf	$\bar{\Xi}^+$	T_{Ξ^-} (MeV)	χ^2/ndf
$0-10\%$	1.570±0.057	286.4±3.5	3.0/9	0.887±0.039	296.2±4.7	3.3/9
$10-20\%$	1.125±0.044	281.5±3.9	10.3/9	0.699±0.032	282.7±4.7	7.4/9
$20-40\%$	0.509±0.014	282.4±2.9	15.0/9	0.306±0.009	289.8±3.6	13.6/9
$40-60\%$	0.169±0.007	275.3±4.1	3.5/9	0.126±0.006	270.7±5.0	4.5/9
$60-80\%$	0.043±0.003	257.7±7.9	2.8/9	0.027±0.001	285.1±11.4	6.0/9
Taux de production avec erreur systématique Err^{Fit}_{Syst} - d+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV						
Centralité	Ξ^-	T_{Ξ^-} (MeV)	χ^2/ndf	$\bar{\Xi}^+$	T_{Ξ^-} MeV	χ^2/ndf
$0-20\%$	0.0459±0.0020	327.2±7.2	4.49/5	0.0368±0.0018	335.0±8.3	8.83/5
$20-40\%$	0.0326±0.0015	321.3±7.5	2.87/5	0.0258±0.0013	322.5±8.4	10.6/5
$40-100\%$	0.0087±0.0004	319.4±7.7	5.57/5	0.0076±0.0004	309.0±7.4	4.18/5
$0-100\%$	0.0239±0.0009	321.2±6.3	4.45/5	0.0172±0.0007	319.3±6.6	8/5

Table 6.10 – Extraction des taux de production finals et des paramètres de pente inverse finals pour les Ξ^-et $\bar{\Xi}^+$à partir d'une fonction de **Boltzmann** pour les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 62.4 GeV (haut) et d+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV (bas).

Au+Au $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV					
Centralité	0-5%	10-20%	20-40%	40-60%	60-80%
Erreur systématique (en %)	~ 5.6	~ 5.5	~ 5.1	~ 4.6	~ 3.6
Au+Au $\sqrt{s_{NN}}$ = 62.4 GeV					
Centralité	0-10%	10-20%	20-40%	40-60%	60-80%
Erreur systématique (en %)	~ 4.8	~ 4.5	~ 4.2	~ 4.1	~ 4.6
d+Au $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV					
Centralité	0-20%	20-40%	40-100%		
Erreur systématique (en %)	~ 3.6	~ 3.5	~ 3.4		

Table 6.11 – Valeurs approximatives de l'erreur systématique en pour cent due à l'ajustement des spectres en impulsion transverse par deux fonctions différentes (Exponentielle et Boltzmann) pour les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV (en haut), à $\sqrt{s_{NN}}$ = 62.4 GeV (au milieu) et en d+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV (en bas).

Partie III

Résultats et discussions physiques

CHAPITRE 7

Étude des propriétés chimiques du *bulk*

Le Rouge-gorge familier
Erithacus rubecula

Dans ce chapitre, nous nous proposons d'étudier les propriétés chimiques du système formé au RHIC par l'intermédiaire de l'étrangeté en exploitant nos résultats sur la production des baryons doublement étranges, en nous focalisant sur l'**amplitude des spectres en impulsion (masse) transverse**. Par "chimiques", nous entendons investigation des taux de production et de leurs systématiques avec l'énergie, la centralité de la collision, ainsi qu'étude des conditions thermodynamiques de certaines étapes de l'évolution de la source. Le *bulk* regroupe la majorité des particules créées dans la collision. Ces particules se trouvent dans le domaine des bas p_T ($<$ 2.5 GeV/c). Les résultats sont discutés et comparés aux résultats antérieurs provenant du SPS pour la plupart. Nous utilisons également le fait de travailler dans une grande collaboration pour étudier le comportement des Ξ par rapport aux autres particules étudiées par STAR.

Une augmentation de la production d'étrangeté a été prédite comme une signature possible du PQG [Rafe 82, RaMu 82]. Nous nous proposons de commenter cette prédiction dans le cadre des résultats obtenus pour les Ξ à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}}$ = 62.4 et $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}}$ = 200 GeV et dans le cas de deux systèmes : d+Au (où a priori un plasma n'est pas attendu) et Au+Au (où les conditions requises à la formation du PQG sont remplies). Est-ce que cette augmentation supposée de l'étrangeté est toujours pertinente au RHIC ? Il s'avère que les Ξ^-et $\bar{\Xi}^+$sont parfaitement adaptés à cette étude car étant porteurs de deux quarks s, ils sont doublement concernés par l'augmentation. Une étude approfondie des taux de production et des rapports de particules dans le cadre de modèles statistiques va nous permettre d'étudier les paramètres thermodynamiques au FO chimique. À ce stade, il est possible de s'interroger sur le degré d'équilibration du système. Nous réfléchirons également sur les effets du volume de la collision sur les particules produites. Quelle observable expérimentale est la plus susceptible de décrire le volume de la collision ? Mais aussi quel volume est le mieux adapté pour expliquer la production des baryons multiétranges ? En essayant de quantifier le volume du système, nous pourrons extraire des premières informations sur les mécanismes de production des Ξ et sur les quarks étranges, eux-mêmes. Nos résultats présentés en Au+Au à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}}$ = 62.4 GeV et en d+Au à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}}$ = 200 GeV sont préliminaires.

7.1 Taux de production des Ξ^-et $\bar{\Xi}^+$

La motivation à l'origine de l'étude de la production d'étrangeté pour mettre en évidence le PQG est très simple et a été pour la première fois proposée en 1982 [RaMu 82] (chapitre 2). On s'attend à ce que cette dernière soit abondamment produite dans un plasma du fait des faibles seuils en énergie imposés par des mécanismes comme la fusion gluonique pour la formation de paires $\bar{s}s$. Sur la durée de vie du plasma, une forte augmentation des taux de production devrait conduire à l'équilibration du système en quarks étranges. De plus, par conservation d'étrangeté, tous les quarks étranges produits devraient être confinés dans les hadrons issus de leur réarrangement et être décomptés en fin de collision.

Il s'agit dans ce chapitre d'étudier les différences des taux de production des particules étranges dans un gaz de hadrons (formé a priori dans des petits systèmes comme p+p ou d+Au) par rapport aux quarks étranges dans un plasma (attendu dans les collisions Au+Au). Notre volonté, en plus de la recherche du PQG, est d'étudier le contenu chimique de la boule de feu et de comprendre les mécanismes de production qui y entrent en jeu.

7.1.1 Évolution des taux avec l'énergie

Sur la figure 7.1, sont présentés les taux de production des Λ (étoiles pleines), Ξ^-(cercles pleins) et Ω^-(triangles pleins) en haut, ainsi que les taux de production de leur antiparticule associée (symboles vides au milieu) en fonction de l'énergie dans le centre de masse de la collision depuis l'AGS [Eise 94, Albe 02, Chun 03] à $\sqrt{s_{NN}}$ ~5 GeV, au SPS (NA49) [Mitr 03, Misc 03, Leeu 03] de $\sqrt{s_{NN}}$ =8.8 à 17.5 GeV, jusqu'au RHIC [Adle 02, Cast 03, Suir 03] à $\sqrt{s_{\rm NN}}$ = 62.4, 130 et 200 GeV (canal le plus central). Sur la figure du bas, c'est le rapport $\bar{B}/B$ en fonction de l'énergie des collisions qui est représenté pour les mêmes particules ainsi que pour les protons. Les résultats préliminaires sur les Ξ à $\sqrt{s_{\rm NN}}$ = 62.4 GeV semblent être en bon accord avec les tendances observées depuis l'AGS jusqu'au RHIC.

L'intérêt de cette première figure, en plus de la dépendance en énergie, est de comparer les comportements des baryons ne contenant aucun quark étrange (p) à celui des baryons simplement (Λ), doublement (Ξ) et triplement étranges (Ω) pour les collisions les plus centrales à mi-rapidité. Tout d'abord, les taux de production des Λ semblent croître de l'AGS au RHIC, excepté un comportement un peu particulier des taux au SPS qui semblent décroître de la plus basse (40 A.GeV) à la plus haute énergie (158 A.GeV). De même, on observe une légère augmentation des taux de production des Ξ^-et Ω^-depuis l'AGS au RHIC. Ce comportement avec l'énergie est radicalement différent dans le cas des antiparticules dont les taux ne cessent de croître beaucoup plus fortement avec l'énergie. Ces premières observations sont en parfait accord avec un potentiel chimique baryonique diminuant avec une énergie qui augmente (cf. figure 1.2). Plus l'énergie accessible augmente dans le centre de masse et plus l'antimatière et l'étrangeté sont créées.

Nous allons discuter des modèles statistiques dans le paragraphe 7.2. Cependant, il est d'ores et déjà possible d'expliquer très qualitativement le pourquoi de ces tendances. Dans le modèle thermique de la boule de feu où une hadronisation soudaine se produit dans un milieu non nécessairement en équilibre chimique, les densités de particules sont décrites à l'aide de distributions de Bose-Einstein ou de Fermi-Dirac [LeRa 000203, BGKMS 04, MRS 03]. Le taux de production des Λ par exemple s'exprime comme : $<\Lambda>= \mathrm{V.n}_\Lambda$ où V est le volume et n_Λ, la densité de Λ. V peut encore s'écrire $\mathrm{A_{part}/n_B}$ avec $\mathrm{n_B}$ la densité de baryons. Dans le cas où le système est à l'équilibre chimique, la densité d'un type de particule donné vérifie : $\mathrm{n}_i \sim \exp(\mu_i/\mathrm{T})$ avec T la température du milieu et μ_i le potentiel chimique de chacun de ses quarks. Dans le cas des Ξ, on peut écrire en exprimant μ_B le potentiel chimique baryonique comme trois fois égal au potentiel chimique d'un quark léger μ_q et $\mu_\mathrm{S} = \frac{1}{3}\mu_\mathrm{B} - \mu_\mathrm{s} = \mu_\mathrm{q} - \mu_\mathrm{s}$, le potentiel chimique de l'étrangeté où μ_s est le potentiel chimique d'un quark étrange :

$$<\Xi^->\sim \frac{\mathrm{e}^{(\mu_\mathrm{q}+2\mu_\mathrm{s})/\mathrm{T}}}{\mathrm{e}^{\mu_\mathrm{B}/\mathrm{T}}} \sim \frac{\mathrm{e}^{(\mu_\mathrm{B}-2\mu_\mathrm{q}+2\mu_\mathrm{s})/\mathrm{T}}}{\mathrm{e}^{\mu_\mathrm{B}/\mathrm{T}}} \sim \mathrm{e}^{-2\mu_\mathrm{S}/\mathrm{T}} \text{ et } <\bar{\Xi}^+>\sim \mathrm{e}^{(-2\mu_\mathrm{B}+2\mu_\mathrm{S})/\mathrm{T}} \tag{7.1}$$

De même, on a les relations suivantes :

$$<\Lambda>\sim \mathrm{e}^{-\mu_\mathrm{S}/\mathrm{T}} \;;\; <\bar{\Lambda}>\sim \mathrm{e}^{(-2\mu_\mathrm{B}+\mu_\mathrm{S})/\mathrm{T}} \;;\; <\Omega^->\sim \mathrm{e}^{-3\mu_\mathrm{S}/\mathrm{T}} \;;\; <\bar{\Omega}^+>\sim \mathrm{e}^{(-2\mu_\mathrm{B}+3\mu_\mathrm{S})/\mathrm{T}} \tag{7.2}$$

Compte tenu de ces formules, on constate que les taux de production des particules sont essentiellement conditionnés par μ_S tandis que pour les antiparticules, c'est μ_B qui prédomine. Au SPS à $\sqrt{s_{NN}} = 17$ GeV, les potentiels chimiques baryonique et de l'étrangeté sont égaux à $\mu_B = 266 \pm 5$ MeV et $\mu_S = 71.1$ MeV pour une température de T_{ch}= 168 ± 3 MeV [BMHS 9901]. Au RHIC, à 200 GeV, à partir du modèle [KaXu 0204] (dans lequel un certain nombre de résonances a été inclus) $\mu_B = 24 \pm 4$ MeV et $\mu_S = 2 \pm 1.6$ MeV. Le modèle [BMHS 9901] prédit $\mu_B = 29 \pm 8$ MeV à cette même énergie. μ_S diminuant doucement du SPS au RHIC, les densités des Λ, Ξ^-et Ω^-augmentent légèrement avec l'énergie et d'autant plus que la particule est étrange. Pour ce qui est des antiparticules, μ_B diminuant beaucoup plus fortement que μ_S, on observe une très grande augmentation des taux de production des antiparticules avec l'énergie. Cette tendance s'observe également en étudiant les rapports antibaryon/baryon en fonction de l'énergie dans le centre de masse, représentés sur la distribution du bas de la figure 7.1. De l'AGS en passant par le SPS au RHIC, on observe une augmentation très marquée du rapport $\bar{\mathrm{B}}$/B à mi-rapidité due aux effets de l'énergie cinétique accessible sur les particules produites. Aux hautes énergies, la production d'antiparticules est favorisée. Bien entendu, l'énergie accessible n'est pas uniquement localisée à mi-rapidité mais elle s'étale davantage sur plusieurs unités de rapidité. Nous commenterons ce point dans le chapitre suivant en étudiant la dynamique de la collision et le transport des baryons lors de cette dernière.

7.1.2 Évolution des taux avec la centralité

L'évolution des taux de production des Ξ^-et $\bar{\Xi}^+$en fonction de la centralité de la collision est présentée dans ce paragraphe. L'étude de ce comportement avec la centralité est d'un grand intérêt.

Précédemment, alors que la théorie préconisait une transition de phase du premier ordre pour caractériser le changement d'état de la matière nucléaire vers son état de PQG, il était attendu expérimentalement que les observables accessibles par la mesure subissent des changements brusques et très significatifs lors d'une possible transition de phase vers un plasma. Dans le cas des taux de production par exemple, cela se traduirait par un décrochement très important entre les taux mesurés dans les collisions p+p et les taux beaucoup

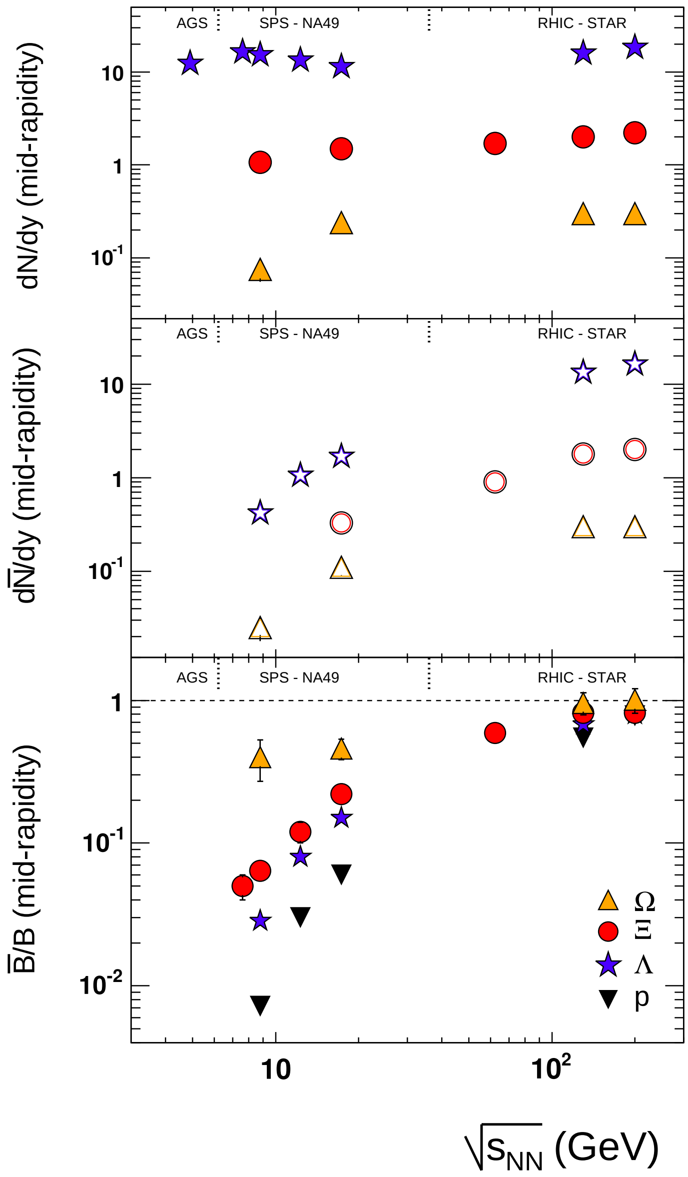


Figure 7.1 – Taux de production des Λ (étoiles), Ξ (ronds) et Ω (triangles) pour les collisions les plus centrales en fonction de l'énergie dans le centre de masse de la collision de l'AGS au RHIC. Les taux de production des particules sont représentés en haut, ceux des antiparticules au milieu. Sur la figure du bas, le rapport antibaryon/baryon ($\bar{B}$/B) en fonction de l'énergie de la collision dans le cas des collisions les plus centrales.

plus grands mesurés dans les collisions Au+Au. Ce changement brusque avec la centralité pourrait être interprété dans le cadre d'une transition de phase du premier ordre comme une modification des mécanismes de production des baryons multiétranges avec la centralité, donc avec le volume du système. A priori, les conditions expérimentales des collisions périphériques se rapprochent de celles d'une collision de type p+p du fait du faible nombre de nucléons qui participent à la collision. Il est envisageable que les conditions requises à la formation du PQG n'y soient pas remplies et qu'elles soient atteintes brusquement en augmentant la taille et l'énergie du système.

Cependant, comme cela a été en partie discuté dans les chapitres 1 et 2, il semblerait que la transition s'apparente davantage aujourd'hui à un *crossover*. Si tel est le cas, la distribution des taux de production en fonction de la taille des systèmes mis en jeu doit être "repensée". On devrait s'attendre dans ce cas à une **évolution douce des taux de production** avec la taille et l'augmentation d'énergie du système et non plus à une rupture de pente d'évolution. Le fait de ne pas observer de changement brusque dans les données expérimentales pourrait être un signe de transition de type *crossover*. Rien ne permet cependant de l'affirmer. Il faudrait pouvoir estimer les effets des fluctuations et leur évolution avec la centralité de la collision. Une mesure ou estimation de l'évolution de la densité d'entropie avec la centralité de la collision serait certainement plus judicieuse pour discuter de la nature même de la transition.

7.1.2.1 Que donne l'expérience ?

Sur la figure 7.2 (a), les taux de production par unité de rapidité (dN/dy) des Ξ^-et $\bar{\Xi}^+$dans les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV ont été représentés en fonction de la centralité de la collision donc de la taille du système. À titre de comparaison, les taux des $\bar{p}$, Λ, $\bar{\Lambda}$, Ω^-et $\bar{\Omega}^+$ [Adam 04b, Long 04, Suir 04] y sont également présentés. La hiérarchie en terme de quantité de particules produites est bien respectée (beaucoup de baryons légers et peu de baryons lourds). On observe une augmentation des taux de production par unité de rapidité avec la centralité en accord avec les résultats précédents du RHIC et du SPS. En revanche, aucun décrochement n'est observé pour chacune des particules. Les taux semblent croître au moins linéairement avec la centralité.

La figure 7.2 (b) montre l'évolution des taux de production intégrés en impulsion transverse et par unité de rapidité (dN/dy) (en échelle logarithmique) des Ξ^-et $\bar{\Xi}^+$en fonction de la centralité pour les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV, pour les collisions d+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV et pour les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 62.4 GeV. Nous avons ainsi, sur cette figure, une comparaison des taux avec les systèmes mis en jeu et avec l'énergie de la collision en plus de la dépendance en centralité. En évoluant des collisions d+Au à Au+Au, comme précédemment, **aucun changement brusque des taux de production n'est observé** pour N_{part} augmentant. Les taux évoluent cependant plus rapidement que linéairement. Nous n'observons pas d'augmentation brutale des taux avec N_{part} aussi bien en comparant les données Au+Au aux données d+Au que les données Au+Au entre elles sur différentes tranches de centralité. Une augmentation brusque aurait pu signer de manière assez décisive la formation d'un plasma mais surtout une transition de phase du 1er ordre.

Ces résultats expérimentaux montrant une évolution douce et continue des taux de production avec la taille du système nous conduisent à penser que si un plasma a été créé dans les collisions Au+Au au RHIC, alors le système a subi un changement d'état de type

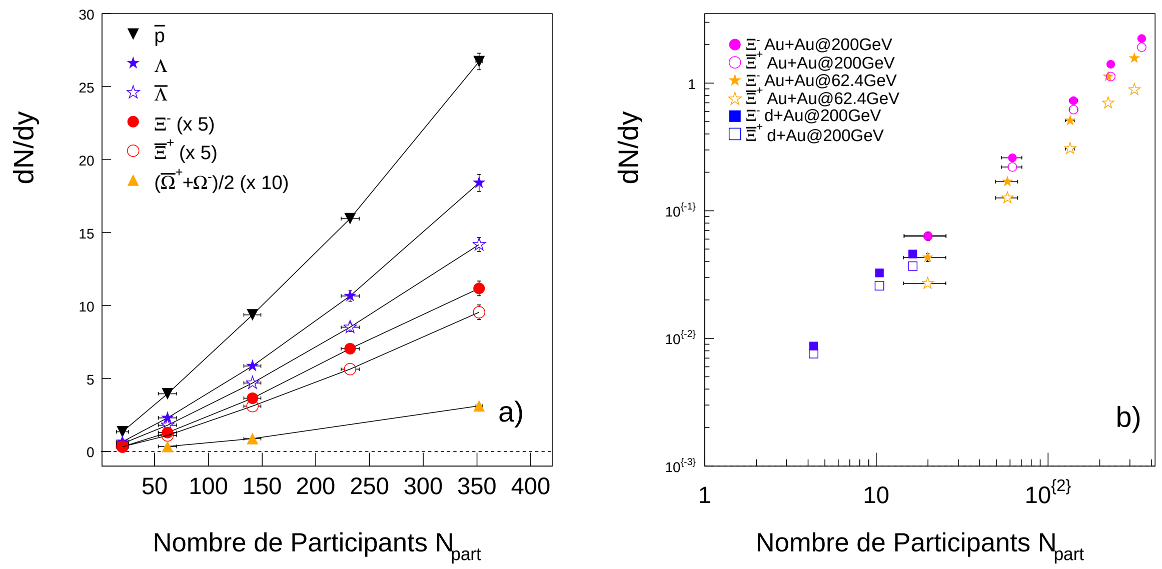
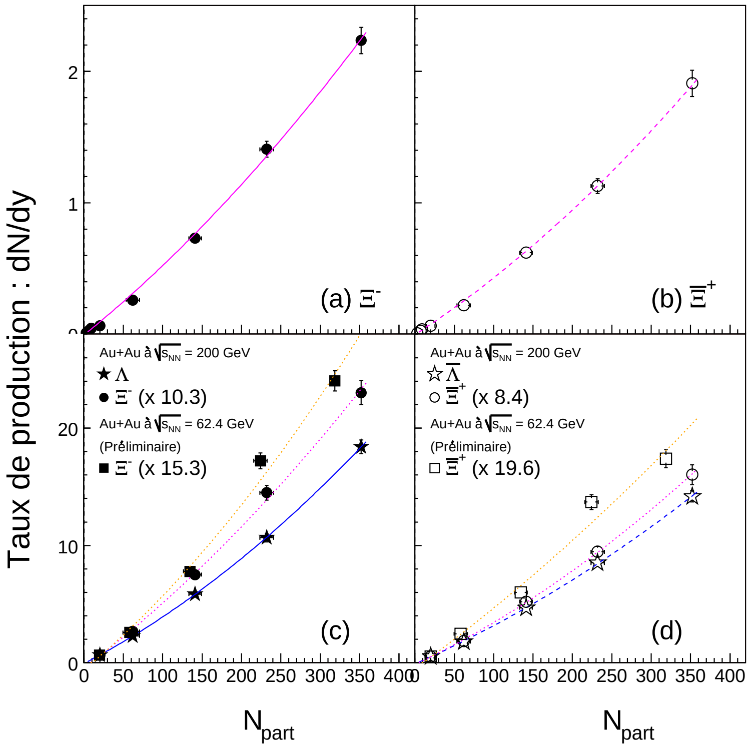


Figure 7.2 – (a) Taux de production par unité de rapidité (dN/dy) des $\bar{p}$ [Adam 04b], Λ, $\bar{\Lambda}$ [Long 04], Ξ^-, $\bar{\Xi}^+$, Ω^-et $\bar{\Omega}^+$ [Suir 04] en fonction du nombre de participants lors des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV. Un facteur multiplicatif a été appliqué aux Ξ et aux Ω pour plus de clarté. (b) Taux de production des Ξ^-(symboles pleins) et $\bar{\Xi}^+$(symboles vides) lors de collisions Au+Au à 200 GeV (cercles), à 62.4 GeV (étoiles) et d+Au à 200 GeV (carrés) en fonction du nombre de participants.

crossover, ses propriétés étant modifiées de façon continue. Cependant, pour mener à bien cette idée, il serait nécessaire d'étudier le rôle jouer par les fluctuations.

Un ajustement des taux de production des Ξ et Λ a été effectué au moyen d'un polynôme de deuxième degré (figure 7.3 à gauche) ainsi qu'avec un ajustement linéaire (figure 7.3 à droite). Sur les distributions (a) et (b) de cette figure, les fonctions d'ajustement sont représentées en trait plein pour les Ξ^-et en traits pointillés pour les $\bar{\Xi}^+$. Les 5 points des collisions Au+Au sont représentés ainsi que les 3 points pour les collisions d+Au correspondant aux centralités 0-20%, 20-40% et 40-100%. Les résultats de ces ajustements sont répertoriés dans la table 7.1. On constate qu'un ajustement par un polynôme de degré 2 donne un meilleur χ^2/ndf qu'un simple ajustement linéaire suggérant que l'augmentation d'étrangeté n'est pas linéaire avec la taille du système mais est d'autant plus importante que le nombre de participants est important. Des ajustements identiques ont été réalisés sur les taux de production des Ξ^-, $\bar{\Xi}^+$, Λ et $\bar{\Lambda}$ en incluant uniquement les 5 points des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV visibles sur les figures 7.3 (c) et (d). Comme en a) et b), un ajustement par un polynôme de degré 2 présente un accord meilleur qu'un ajustement linéaire.

Notons un deuxième point important illustré par la figure 7.3 en (c) et (d). En plus des points des Λ et $\bar{\Lambda}$, les taux de production des Ξ^-et $\bar{\Xi}^+$à 200 et 62.4 GeV ont été représentés et pondérés par la valeur du premier canal des Λ correspondant aux collisions les plus périphériques. On note : (1) les Ξ semblent croître plus rapidement que les Λ avec la centralité de la collision en accord avec une augmentation d'autant plus marquée que la particule est



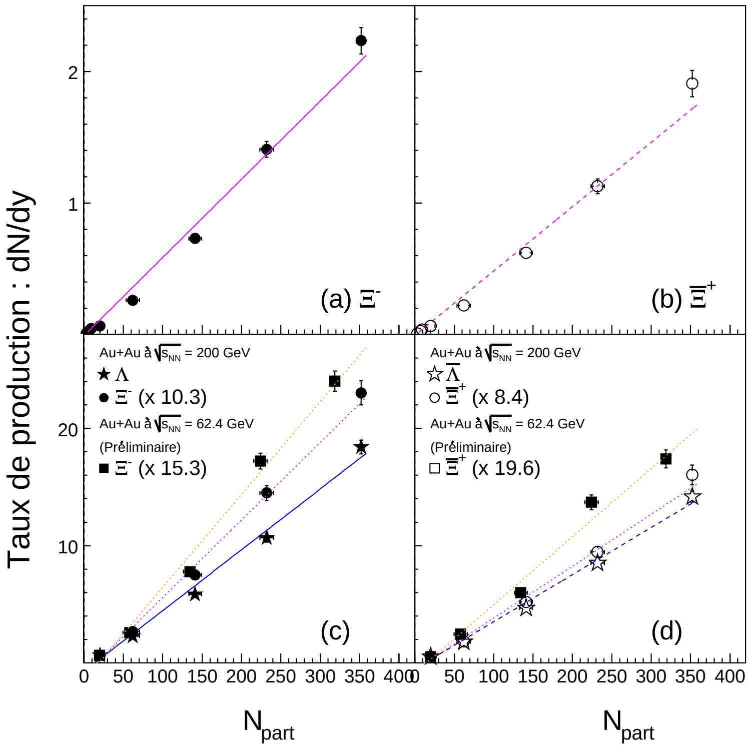


Figure 7.3 – Taux de production par unité de rapidité (dN/dy) des Ξ^-(a) et $\bar{\Xi}^+$(b) (collisions Au+Au et d+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV), des Λ (c) et $\bar{\Lambda}$ (collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV) (d) en fonction du nombre de participants donc de la centralité. En haut, les taux ont été paramétrés par une fonction du second degré ; en bas, par une droite.

χ^2/ndf	**Polynôme de degré 2**	**Ajustement linéaire**
Ξ^-(avec d+Au) 200 GeV	8.98/5	65.4/6
$\bar{\Xi}^+$(avec d+Au) 200 GeV	8.45/5	67.4/6
Ξ^-(sans d+Au) 200 GeV	0.84/2	3.91/3
$\bar{\Xi}^+$(sans d+Au) 200 GeV	0.22/2	4.43/3
Λ (sans d+Au)200 GeV	0.009/2	7.64/3
$\bar{\Lambda}$ (sans d+Au) 200 GeV	0.0068/2	4.73/3
Ξ^-(sans d+Au) 62.4 GeV	3.90/2	7.53/3
$\bar{\Xi}^+$(sans d+Au) 62.4 GeV	6.97/2	8.03/3

Table 7.1 – Résultats des ajustements des taux de production des Ξ et Λ en fonction de la centralité de la collision à $\sqrt{s_{\rm NN}}$ = 200 GeV. Les deux premières lignes du tableau incluent les trois points des collisions d+Au dans l'ajustement. Les deux dernières lignes donnent les résultats préliminaires en Au+Au à $\sqrt{s_{\rm NN}}$ = 62.4 GeV.

étrange ; (2) l'augmentation semble plus forte à $\sqrt{s_{\rm NN}}$ = 62.4 GeV qu'à $\sqrt{s_{\rm NN}}$ = 200 GeV. Ces deux observations sont commentées dans les paragraphes suivants.

7.1.2.2 Interprétation dans le cadre d'un modèle hadronique

L'évolution des taux de production des baryons avec la centralité peut être interprétée dans le cadre du *Dual Parton Model* dont des prédictions ont été proposées à $\sqrt{s_{NN}}$ = 130 GeV par A. Capella [Cape 02]. Il s'agit d'un modèle hadronique qui montre qu'il n'est pas nécessaire de passer par une phase de plasma de quarks et gluons déconfinés pour former un nombre non négligeable de baryons étranges et multiétranges. Ce modèle prédit la formation de baryons multiétranges à partir d'interactions entre particules dans l'état final. Les réactions prises en compte par le modèle pour estimer la production de Λ, Ξ et Ω sont répertoriées en 7.3. Toutes les réactions de ce type pour les particules et les antiparticules ont été utilisées. Les réactions d'échange de l'étrangeté répertoriées en 7.4 ont également été prises en compte dans le modèle.

Comme cela a été commenté dans le chapitre 2, ce modèle utilise la formation de cordes entre partons lors d'interactions élémentaires pour former ensuite les particules par fragmentation de ces cordes.

$$\pi + N \Leftrightarrow K + \Lambda(\Sigma)\,;\; \pi + \Lambda(\Sigma) \Leftrightarrow K + \Xi\,;\; \pi + \Xi \Leftrightarrow K + \Omega \tag{7.3}$$

$$\pi + \Lambda(\Sigma) \Leftrightarrow K + N\,;\; \pi + \Xi \Leftrightarrow K + \Lambda(\Sigma)\,;\; \pi + \Omega \Leftrightarrow K + \Xi \tag{7.4}$$

Les prédictions du modèle à 130 GeV semblent montrer une tendance en fonction de la centralité en bon accord avec la tendance observée à 200 GeV. Cependant, nous n'avons pas disposé des prédictions de ce modèle à 200 GeV. Il n'est donc pas possible de confirmer ou d'infirmer la validité de ce modèle hadronique. Il est cependant un bon candidat entrant en compétition avec les modèles prédisant la formation d'un plasma au RHIC.

Il semblerait de plus que la prise en compte récente des résonances dans les mécanismes de production des particules, comme nous l'avons discuté au chapitre 2, ait des conséquences assez importantes sur les taux de production des baryons multiétranges. D'après J. Schaffner-Bielich [ScBi 04], les résonances susceptibles d'être formées dans un milieu hadronique chaud et, en particulier, le premier état résonnant du nucléon $\Delta(1232)$ peuvent être à l'origine d'une production très importante de baryons étranges et multiétranges dans un gaz de hadrons. Les réactions correspondantes auraient des seuils en énergie (Q) de l'ordre des seuils de production d'étrangeté dans un plasma voire inférieurs ou négatifs. Cependant, les taux de production auxquels on doit s'attendre à partir de tels processus restent à quantifier.

7.2 Thermodynamique chimique : augmentation de l'étrangeté et interprétation

Dans cette partie, l'augmentation d'étrangeté est étudiée plus en détail dans le cadre des modèles statistiques introduits dans le chapitre 2. Il est à noter pour la suite de l'étude que l'ensemble des rapports expérimentaux de particules ajustés par ces modèles ont été mesurés à mi-rapidité. La rigueur des modèles voudrait cependant que les paramètres thermodynamiques du système soient extraits à partir des taux intégrés sur tout le domaine de rapidité accessible dans 4π [KCSW 03].

De nombreux travaux ont été développés depuis 1950 avec pour point de départ les modèles statistiques de Fermi-Pomeranchuk pour comprendre les collisions d'ions lourds [Ferm 50, Pome 51]. Plusieurs modèles statistiques ont été développés mais de façon générale les ingrédients théoriques servant à leur construction sont équivalents d'un modèle à l'autre. Seules les hypothèses initiales physiques pour décrire le système dans lequel on se trouve distinguent ces différents modèles. Nous retiendrons trois approches : **les modèles équilibré (1), semi-équilibré (2) et non-équilibré (3)**.

(1) Modèle équilibré : Pour P. Braun-Munzinger *et al.* [MRS 03], l'hypothèse de base du modèle est de considérer que l'équilibre thermique et chimique du système est atteint dans la phase de plasma donc juste après au FO chimique. À partir de ces hypothèses, il est possible de calculer la densité d'un type de particules donné en principe à partir de 3 paramètres libres : la température au FO chimique, T_{ch}, quantité nécessaire pour atteindre une certaine densité d'énergie moyenne dans le système, le potentiel chimique baryonique, μ_B, défini comme l'énergie nécessaire pour changer le nombre baryonique B = N - $\bar{N}$ d'une unité et le potentiel chimique de l'étrangeté, μ_S (=1/3μ_B-μ_s), nécessaire pour contraindre le nombre quantique de l'étrangeté S et qui permet de se souvenir que les quarks étranges portent une charge négative de l'étrangeté et un tiers du nombre baryonique. Ces hypothèses ne distinguent pas les quarks légers des quarks étranges et les traitent tous de la même manière.

(2) Modèle semi-équilibré : Pour J. Cleymans *et al.* [CKSW 02, KCGW 02, CKKWX 05] ainsi que pour M. Kaneta et N. Xu [SHSX 99, KaXu 0204], le système atteint lors de la formation du plasma et par la suite au FO chimique est équilibré au niveau de ses quarks légers. Cependant, une hypothèse supplémentaire est faite sur les quarks étranges : ces derniers peuvent ne pas atteindre l'équilibre sur la durée de vie du plasma et, dans ce cas, un degré de liberté supplémentaire est ajouté à la paramétrisation par l'ajout de la quantité γ_s assimilable à une fugacité, qui quantifie l'occupation de l'espace des phases par l'étrangeté. Nous y reviendrons par la suite.

(3) Modèle non-équilibré : Finalement, une troisième approche est développée par J. Letessier et J. Rafelski [LeRa 000203, LeRa 02]. Dans cette dernière, il n'y a, a priori, aucune raison pour que les quarks légers et les quarks étranges (et a fortiori les quarks plus lourds c...) soient en équilibre entre eux. Pour cette raison, un facteur γ_i est introduit pour chaque saveur de quarks. Ce modèle, tel qu'il est construit, suppose que si l'équilibre n'a pas eu lieu avant l'hadronisation, il ne peut pas exister après l'hadronisation sauf si la phase hadronique a duré suffisamment de temps (ce qui semble être exclu par les résultats obtenus par les analyses interférométriques). Par conséquent, il suppose que le système est passé par une phase de plasma, donc que quarks et gluons se sont retrouvés dans un état d'équilibre si le plasma a duré suffisamment de temps. Cela se traduit par $\gamma_u^{QGP} = \gamma_d^{QGP} = \gamma_q^{QGP} = \gamma_s^{QGP} \to 1$. En supposant ensuite une hadronisation par coalescence ou fragmentation de quarks (cf. chapitres 2 et 8), la très grande densité de gluons et l'entropie très importante devraient conduire à la formation massive de pions et d'autres particules, le système devrait éclater de manière isotrope conduisant au déséquilibre du système et à la surproduction de certaines espèces. Le modèle définit ainsi les paramètres γ_i^{HG} mais dans un gaz de hadrons cette fois où l'équilibre n'existe plus et où une très forte production de pions conduit γ_q^{HG} à devenir supérieur à 1. C'est la particularité de ce modèle qui considère que ce que l'on mesure expérimentalement est uniquement lié aux particules créées au FO donc dans un état où le système n'est déjà plus à l'état de plasma. Ce sont donc les paramètres γ_i^{HG} dans un "gaz de hadrons" que l'on manipule. Pour ce modèle, comme l'équilibre ne peut exister qu'à l'état de plasma, on ne peut définir qu'un seul FO et de ce fait qu'une seule température de FO, T_{ch}. Parler de FO cinétique dans ce cas n'a pas de sens car les particules, une fois créées, sont en total déséquilibre lorsqu'elles s'échappent ensuite vers le détecteur.

Nous avons choisi de comparer nos données essentiellement aux deux derniers modèles énoncés (semi-équilibré (2) et de non-équilibré (3)). Ce dernier modèle finalement n'est qu'un cas général des deux précédents car il suffit de fixer les paramètres γ_q à 1 pour retrouver les conditions expérimentales de (2) et en plus γ_s à 1 pour retrouver (1).

7.2.1 Rapports de production de particules

7.2.1.1 Le rapport de production $\bar{\Xi}^+$/ Ξ^-

Les rapports de production de particules antibaryon/baryon sont intéressants pour étudier les conditions d'existence du système au FO chimique et pour contraindre les trois paramètres T_{ch}, μ_B et μ_S précédemment cités. En prenant pour exemple le cas du rapport de production $\bar{\Xi}^+/\Xi^-$, connaissant le contenu en quarks de chacune de ces particules et en ignorant l'asymétrie d'isospin qui est négligeable au RHIC, il est possible d'exprimer le rapport de production $\bar{\Xi}^+/\Xi^-$en fonction de μ_B, μ_S et de T. La relation entre ces paramètres est donnée par la formule (7.5) en négligeant les contributions symétriques des résonances pour les particules et antiparticules (les contributions s'annulent en faisant le rapport de production de particules) et les désintégrations "légères" des Ω en Ξ qui sont très faibles.

$$\mu_S = \frac{1}{2}\mu_B + \frac{T}{4}\ln\left(\frac{\bar{\Xi}^+}{\Xi^-}\right) \tag{7.5}$$

Comme on peut le constater dans l'équation (7.5), les rapports des particules ramenées aux antiparticules font intervenir explicitement les potentiels chimiques. Par conséquent, la simple inclusion des rapports antibaryon/baryon ($\bar{B}$/B), (équivalents en contenu en quarks aux rapports π^+/π^-, p̄/p et K^+/K^-) dans un modèle statistique permet de contraindre fortement ce dernier à la fois sur la température et sur $\mu_{\,\mathrm{B}}$.

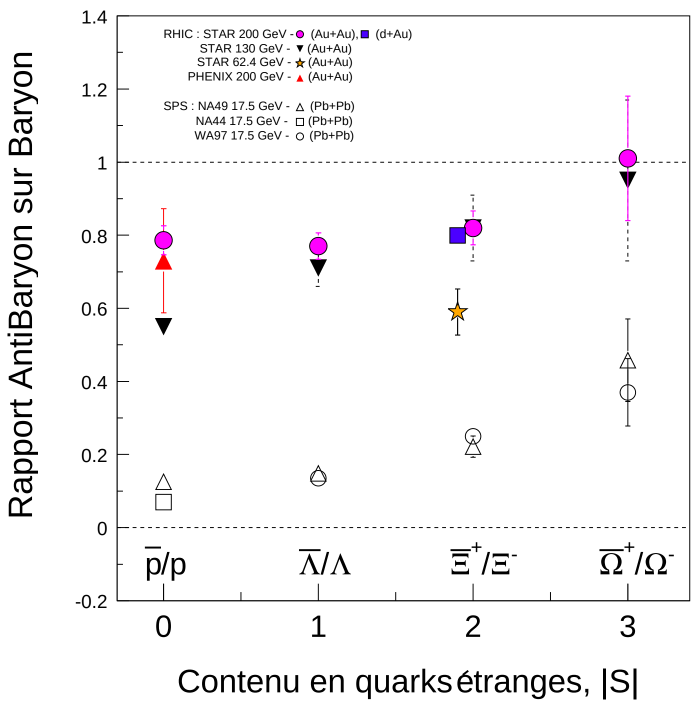


Figure 7.4 – Rapport $\bar{B}/B$ en fonction du contenu en quarks étranges.

Sur la figure 7.4, les rapports B̄/B pour les p, Λ, Ξ et Ω dans le cas des collisions A+A les plus centrales et à mi-rapidité ont été représentés pour le SPS (symboles ouverts) et pour le RHIC (symboles fermés) à 130 et 200 GeV. Le point préliminaire des Ξ à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}}$ = 62.4 GeV est également montré ainsi que le point obtenu pour les Ξ pour les collisions d+Au à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}}$ = 200 GeV. Une double systématique sur cette distribution apparaît. On note tout d'abord le saut dans les rapports entre les énergies du SPS (NA44 [Kane 97], NA49 [Bach 99] et WA97 [Cali 99]) et celles du RHIC en accord avec la figure 7.1 (bas). L'apport d'énergie dans le système favorise la formation d'antimatière. On observe ensuite une augmentation des rapports B̄/B d'autant plus marquée que la particule est étrange. L'effet de la densité baryonique nette non nulle sur les rapports B̄/B devrait diminuer lorsque l'étrangeté du baryon considéré augmente. Plus le baryon est étrange plus le nombre de quarks de valence le constituant provient des produits de la collision. Cela signifie qu'à l'énergie nominale du RHIC ($\mu_B \to 0$), pour qu'un Ω^- ou un $\bar{\Omega}^+$ soit formé, il faut créer soit 3 quarks s (inexistants initialement dans le système), soit 3 quarks s̄ (non présents également initialement dans le système). Par conséquent, le rapport $\bar{\Omega}^+/\Omega^-$ devrait tendre vers l'unité.

Nous avons réalisé un premier ajustement incluant uniquement les rapports B̄/B qui sont en fait équivalents en terme de contenu en quarks aux rapports π^+/π^-, p̄/p et K^+/K^-. Nous avons obtenu une température $\mathrm{T}_{ch} = 156.5 \pm 10$ MeV et un potentiel chimique baryonique $\mu_B = 20.1 \pm 8$ MeV. En incluant ensuite des rapports de particules différentes, on constate que les valeurs de la température et de μ_B varient peu (variation dans les barres d'erreur : $\mathrm{T}_{ch} = 160 \pm 5$ MeV et $\mu_B = 24 \pm 4$ MeV) suggérant bien que les rapports B̄/B fixent les conditions thermodynamiques du milieu. Nous avons utilisé pour réaliser ces ajustements un modèle statistique de type (2) dont dispose STAR actuellement. Dans ce modèle, γ_q étant fixé à 1, on trouve une température de FO chimique supérieure à celle obtenue par le modèle de total déséquilibre (3) pour lequel $T_{ch} \sim 140$ MeV (cf. paragraphe 7.2.2.4) pour les collisions les plus centrales. Ce résultat est parfaitement cohérent dans la mesure où γ_q dans le modèle (3) est de l'ordre de 1.5. L'entropie totale devant être conservée, comme $\gamma_q(3) > \gamma_q(2)$, on doit obtenir $T_{ch}(3) < T_{ch}(2)$.

7.2.1.2 Les rapports relatifs de particules

La manipulation des taux de production corrigés des défauts du détecteur ainsi que des imperfections des techniques de reconstruction des particules dans la TPC nous permet l'étude de rapports mixtes de particules à mi-rapidité. Nous étudions à ce propos l'évolution du rapport Ξ/π en fonction de l'énergie du système en comparaison des rapports Λ/π et Ω/π.

La quantité notée π sur ces figures représente la valeur $1.5\times(\pi^{-}+\pi^{+})$. Ce choix a été fait pour pouvoir comparer nos résultats sur les Ξ à ceux présentés par la collaboration NA49 [Mitr 03, Afan 02]. De plus, les taux de production utilisés pour ces courbes sont extraits d'une paramétrisation exponentielle afin de garder une cohérence avec les résultats du SPS et les résultats du RHIC à 130 GeV également montrés sur ces distributions [Adle 02, Cast 03, Suir 03].

L'évolution des rapports Λ/π, Ξ/π et Ω/π, en fonction de l'énergie du système mise en jeu est présentée sur la figure 7.5. Deux comportements se distinguent selon que l'on étudie le cas des particules ou celui des antiparticules par rapport aux pions.

(1) Quelle que soit l'antiparticule étrange considérée, on constate une augmentation des rapports avec l'énergie de la collision.

Cette augmentation des rapports (antiparticule étrange/pion) montre clairement les effets de la diminution du potentiel chimique baryonique dans le milieu. Ainsi, à mesure que l'énergie du système augmente, on crée relativement plus d'antimatière que de matière. On se rapproche ainsi de l'axe des ordonnées du diagramme des phases de la matière nucléaire, donc des conditions de l'univers primordial.

(2) À l'inverse, on observe la diminution du rapport (particule/pion) avec l'énergie de la collision depuis l'énergie de 8.8 GeV au SPS jusqu'au RHIC à 200 GeV. Cette diminution est d'autant moins marquée que la particule est étrange. Une double effet intervient ici. Tout d'abord la production d'antimatière domine à mesure que l'énergie du système augmente. Cela se traduit par une diminution du rapport des particules. Cependant, l'énergie augmentant, l'entropie du système augmente nettement avec la formation de plus en plus abondante d'étrangeté dans le milieu. Cette dernière entre en compétition avec la formation d'antimatière et provoque donc une diminution moins nette des rapports avec l'énergie depuis les Λ aux Ω. Comme nous l'avons commenté dans le chapitre 2, l'évolution des rapports mettant en jeu ces mêmes particules mais sur tout le domaine en rapidité est relativement bien expliqué par les modèles statistiques. Ces derniers sont discutés dans le paragraphe suivant.

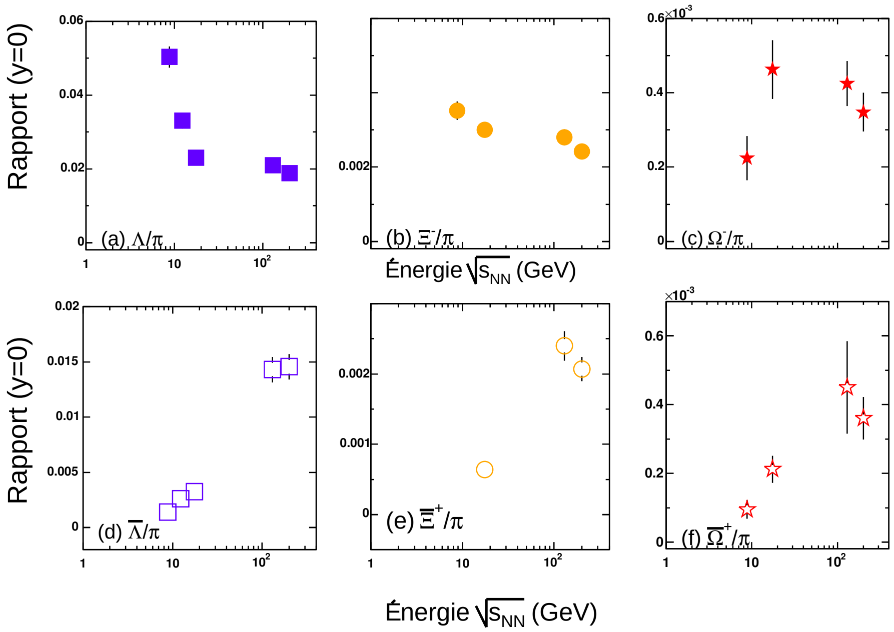


Figure 7.5 – Rapports Λ/π, $\bar{\Lambda}/\pi$, Ξ^-/π, et $\bar{\Xi}^+/\pi$, Ω^-/π, et $\bar{\Omega}^+/\pi$, en fonction de l'énergie des systèmes mis en jeu.

7.2.2 Description du système à l'aide des modèles statistiques

7.2.2.1 Rapports de particules, γ_s et résonances

J. Letessier et J. Rafelski ont montré qu'il n'était pas nécessaire d'imposer l'équilibre chimique et thermique du système pour comprendre comment un état déconfiné peut s'hadroniser. Même si leurs approches sont différentes, que ce soit pour J. Rafelski et J. Letessier ou pour J. Cleymans *et al.*, il est envisageable d'autoriser un non-équilibre des quarks légers et des quarks étranges dans le système en introduisant trois nouveaux paramètres γ_u, γ_d et γ_s. Ces trois facteurs, assimilables à des fugacités, permettent de traduire l'occupation de l'espace des phases par les quarks u, d et s respectivement. Dès lors, les densités de particules donc les probabilités d'occupation de l'espace des phases par les quarks u, d et s, sont proportionnelles à $\gamma_u.\mathrm{e}^{\mu_u/T}$, $\gamma_d.\mathrm{e}^{\mu_d/T}$ et $\gamma_s.\mathrm{e}^{\mu_s/T}$. Dans l'approche que nous avons utilisée [KaXu 0204], l'équilibre chimique des quarks légers est supposé. Cela se traduit par $\gamma_u = \gamma_d = 1$. En revanche, le non-équilibre des quarks étranges est autorisé. Un certain nombre de résonances ont été incluses dans le modèle pour rendre compte des corrections à apporter sur les taux de production du fait de leur désintégration. En plus de T_{ch} et des potentiels chimiques, nous nous intéressons désormais à l'évolution et aux valeurs prises par le paramètre γ_s **facteur d'occupation de l'espace des phases par l'étrangeté** lors des collisions Au+Au à l'énergie nominale du RHIC.

En général, les modèles statistiques sont utilisés pour déterminer T_{ch}, μ_B et μ_S voire γ_s, pour un jeu de données en comparant les rapports de particules mesurés aux rapports calculés par le modèle. Ces modèles sont semi-prédictifs dans la mesure où ils s'appuient

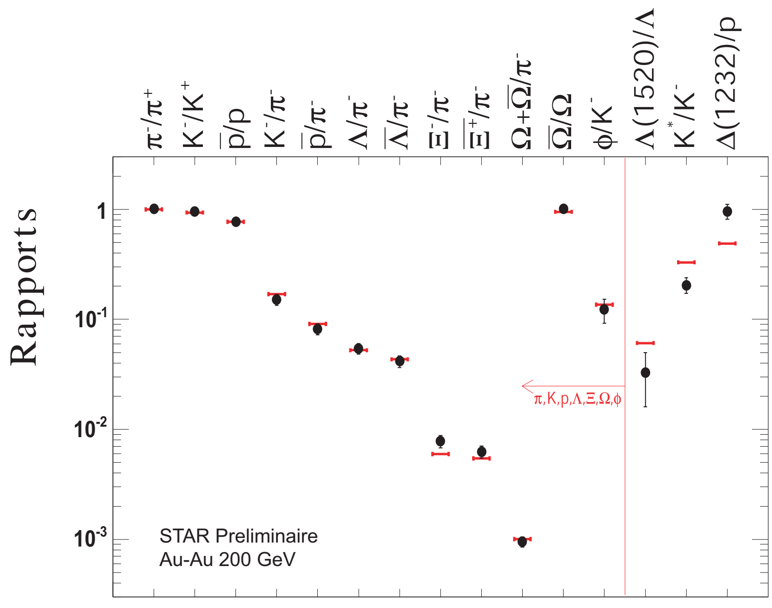


Figure 7.6 – Comparaison des données de STAR aux prédictions d'un modèle statistique de type (2) pour lequel un semi-équilibre est supposé. Dans ce cas, γ_q est fixé à 1 et γ_s est libre. L'ajustement inclut les particules, π, K, p, Λ, Ξ, Ω et ϕ.

sur quelques rapports expérimentaux pour prédire tous les autres rapports de particules. Le succès des modèles statistiques pour prédire les rapports n'est plus à discuter. Sur la figure 7.6, un certain nombre des rapports expérimentaux mesurés par STAR est représenté et comparé aux prédictions du modèle statistique que nous avons utilisé [KaXu 0204]. Un très bon accord est obtenu, comme on peut le voir, excepté pour les résonances aux courtes durées de vie. Étant donné qu'au FO chimique une part très importante des particules se trouve dans un état de résonance, il est vital que cette donnée soit incluse au modèle. Il est fort possible que le désaccord observé entre les mesures expérimentales aujourd'hui et les résultats du modèle soit dû aux rediffusions ou aux régénérations des résonances dans le milieu après le FO chimique dans la phase hadronique. Lors de ce travail, nous avons eu l'occasion de développer un calcul rapide en partant de la formule 7.6 donnant la densité primordiale d'une particule donnée à partir des 4 paramètres T_{ch}, μ_q, μ_s et γ_s (γ_q a été pris égal à 1) :

$$n_i = \frac{g_i}{2\pi^2}\,\gamma_s^{<s+\bar{s}>_i}\,\gamma_q^q\,T_{ch}^3\left(\frac{m_i}{T_{ch}}\right)^2 \exp\left(\frac{Q_i\mu_{q_i}}{T_{ch}}\right)\exp\left(\frac{s_i\mu_{s_i}}{T_{ch}}\right)K_2\left(\frac{m_i}{T_{ch}}\right) \tag{7.6}$$

où Q_i et s_i représentent les nombres nets de quarks de valence u/d et s d'une particule i (Q_i = $<u\text{-}\bar{u}+d\text{-}\bar{d}>_i$ et $s_i = <s\text{-}\bar{s}>_i$). m_i est la masse du hadron i, g_i le nombre de degrés de liberté spin-isospin et K_2, la fonction de Bessel du second ordre. En fixant μ_q, μ_s, nous avons déterminé le meilleur couple de valeur (T_{ch},γ_s) à partir des rapports Ξ/Λ et Φ/Ω. Nous n'avons pas développé entièrement ce calcul. Notre objectif n'était pas de reprogrammer un modèle statistique mais davantage d'en comprendre le fonctionnement et d'étudier à quel point les résonances peuvent jouer sur les paramètres d'ajustement obtenus. L'inclusion progressive des résonances susceptibles de donner un Λ, un Ξ ou un Ω nous a permis de constater à quel point ces dernières influencent l'ajustement des rapports compte tenu que les résonances par leur désintégration représentent plus de 80% des taux de production que l'on mesure.

7.2.2.2 L'équilibre chimique est-il atteint au RHIC ?

Comme cela a été discuté dans le premier chapitre de ce mémoire, une des propriétés requises pour la formation du PQG est l'équilibre chimique du système. Bien entendu, la question que nous posons en tête de ce paragraphe n'a de sens que dans le cadre du modèle statistique semi-équilibré (2) dans la mesure où les modèles (1) et (3) supposent que l'équilibre chimique est atteint dans la phase de plasma. Dans l'approche que nous avons utilisée, γ_u et γ_d étant égaux à 1, nous avons étudié les valeurs prises par le facteur γ_s en fonction dans un premier temps du type de particules incluses dans l'ajustement des rapports, puis, en fonction de la centralité, donc du volume accessible du système.

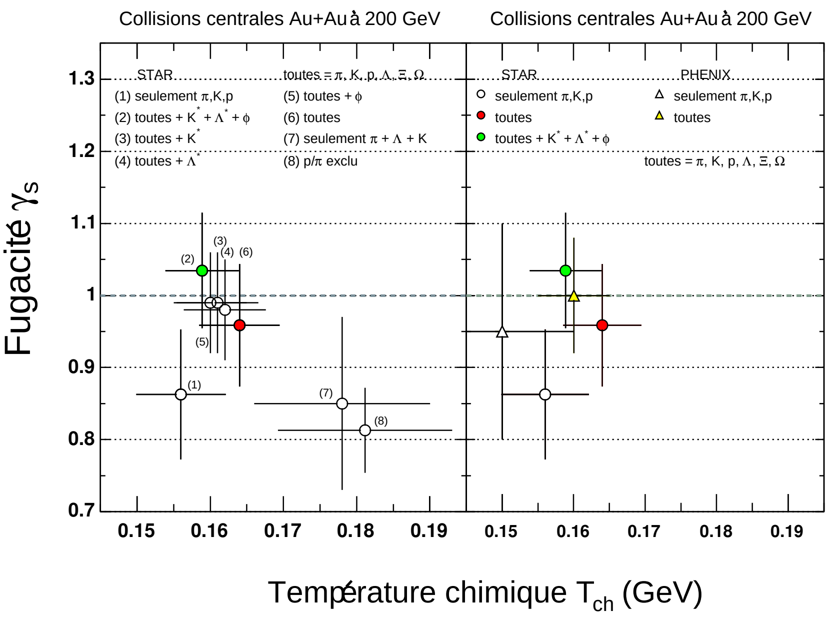


Figure 7.7 – Gauche : extraction du facteur d'occupation de l'espace des phases par l'étrangeté (γ_s), dans les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{\rm NN}}$ = 200 GeV, à partir de rapports expérimentaux, en utilisant exclusivement les données de STAR. Droite : en utilisant les données π, K et p de PHENIX. Différentes valeurs de γ_s sont obtenues en faisant varier les particules utilisées dans la paramétrisation.

- Effets des particules incluses dans la paramétrisation

Des ajustements successifs d'un certain nombre de rapports expérimentaux de particules ont été menés en faisant varier le type de particules dans les rapports. Seules les valeurs de la température du FO chimique et γ_s obtenues par ces études successives sont représentées sur la figure 7.7. Comme nous l'avons énoncé précédemment, la seule donnée des rapports des π, K et p suffit à fixer la température du système ((1) figure 7.7

gauche) (ainsi que $\mu_{\rm B}$). Nous avons ensuite inclus les baryons multiétranges Λ, Ξ et Ω ((6) figure 7.7 gauche). L'insertion de ces particules dans l'ajustement a pour effet d'augmenter légèrement la température et très fortement γ_s qui atteint une valeur de l'ordre de 0,95. Nous avons ensuite étudié l'effet de l'ajout des résonances mesurées par STAR, une à une ((3-4-5) figure 7.7 gauche) puis, toutes ensemble ((2) figure 7.7 gauche). Ces dernières diminuent à nouveau légèrement T_{ch} et augmentent légèrement γ_s qui atteint la valeur de 1.03±0.09 lorsque les trois résonances sont incluses dans l'ajustement. Nous retiendrons que globalement, les mesures sur les résonances ajoutées à l'ajustement ont peu d'effet sur les observables définissant la chimie du système. Nous travaillerons par la suite avec deux ajustements : l'un incluant uniquement (π, K, p) et le second incluant (π, K, p, Λ, Ξ, Ω, ϕ) pour déterminer la valeur de γ_s. Remarquons en outre que la suppression des protons de l'ajustement modifie considérablement la valeur de γ_s qui rechute à environ 0.8 ((8) figure 7.7 gauche) alors que les protons ne contiennent pas de quarks étranges donc ne devraient pas influencer la détermination de γ_s. En revanche ces derniers jouent énormément sur la température au FO. Cette dernière augmente nettement ($\sim$ 180 MeV) et conditionne ainsi le comportement du γ_s pour assurer la conservation d'entropie du milieu.

Sur la figure 7.7 droite, le résultat de la paramétrisation des données de STAR est comparé à celui obtenu en substituant les données sur les π, K et p de STAR par celle de PHENIX. Une température de FO chimique plus petite est obtenue en considérant les données π, K et p de PHENIX et de ce fait une augmentation de γ_s.

- Dépendance avec la centralité des paramètres du modèle

Pour des systèmes suffisamment larges aux énergies du RHIC, les multiplicités des hadrons sont analysées en utilisant la fonction de partition grand canonique $Z(V,T,\mu_i) = Tr\{exp(-(H - \sum_i \mu_i Q_i)/T)\}$, où H est l'opérateur statistique du système, T dénote la température et μ_i et Q_i, respectivement les potentiels chimiques et la charge correspondante conservée [**?**]. C'est dans cette configuration que nous avons déterminé l'évolution des paramètres de FO chimique avec la centralité de la collision exprimée en terme de nombre de participants. Les cinq domaines de centralité de notre analyse ont été sondés en incluant dans les rapports ajustés uniquement les données des π, K, p (I) dans un premier temps puis les données des π, K, p, Λ, Ξ, Ω et ϕ (II). Certains taux de production ont été extrapolés pour correspondre aux 5 domaines étudiés.

Le résultat de ces ajustements est illustré sur la figure 7.8. Que ce soit dans les cas I ou II, alors que la température au FO chimique et le potentiel chimique de l'étrangeté ne montrent aucune dépendance avec la centralité ($T_{ch} \sim 160$ MeV et $\mu_S \sim 2MeV$ (dans le cas II)), le potentiel chimique baryonique croît légèrement avec la centralité d'environ 15 MeV à $\sim$ 20 MeV. Le facteur d'occupation de l'espace des phases croît spectaculairement d'environ 0.75 à la valeur de 1 pour les collisions les plus centrales (cas II). Un comportement analogue dans le cas I est observé mais γ_s n'atteint pas la valeur de 1 pour les collisions les plus centrales.

Les résultats obtenus dans le cas des collisions les plus centrales à mi-rapidité dans le cas II ont donné les paramètres thermodynamiques suivants : $\mathbf{T}_{ch} = 160 \pm 5$ **MeV,** $\mu_B = 24 \pm 4$ **MeV,** $\mu_s = 1.4 \pm 1.6$ **MeV et** $\gamma_s = 0.99 \pm 0.07$. Ces résultats sont très importants et en particulier le comportement de γ_s avec la centralité. Ce dernier semble saturer progressivement avec la centralité qui augmente pour atteindre la valeur de 1 dans les

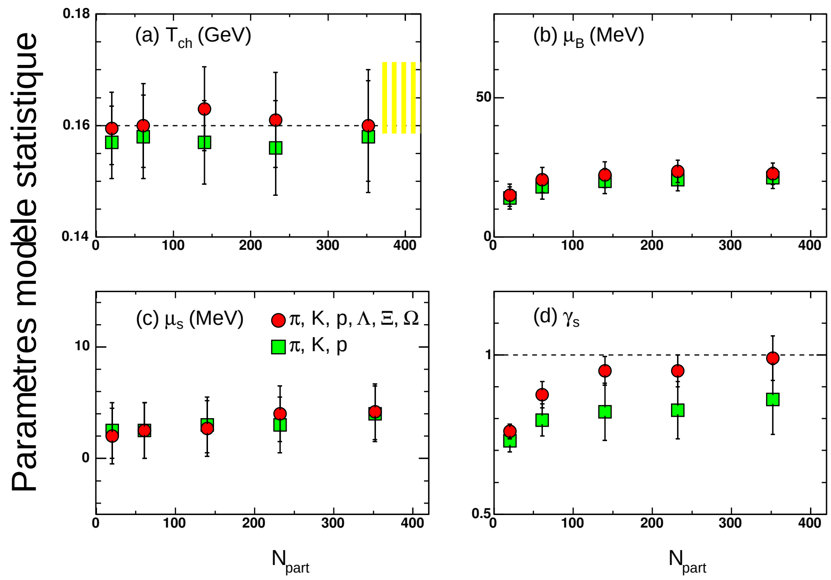


Figure 7.8 – Évolution des quatre paramètres libres ((a) température au FO chimique, (b) le potentiel chimique baryonique, (c) le potentiel chimique de l'étrangeté et (d) la fugacité γ_s) du modèle statistique utilisé en fonction du nombre de participants. Deux résultats de la paramétrisation incluant seulement les π, K et p dans l'ajustement (carrés) et les particules π, K, p, Λ, Ξ et Ω (cercles pleins) sont présentés. Les hachures verticales en (a) schématisent grossièrement l'estimation de la température critique T_{QCD} prédite par la QCD sur réseau.

collisions les plus centrales. Cela suggère fortement une augmentation de la production d'étrangeté avec la centralité de la collision (comme on a pu le voir avec les taux de production). Des processus de type fusion gluonique (gg→s$\bar{s}$) [RaMu 82] peuvent en être la cause. La valeur de 1 semble montrer que l'**équilibre chimique de l'étrangeté est atteint au RHIC dans les collisions les plus centrales et donc que l'espace des phases y est saturé en quarks étranges**.

Comment expliquer les différences observées entre les cas I et II ? Il semble que, comme nous l'avons discuté précédemment, l'essentiel des particules représenté par les π, K et p détermine les conditions thermodynamiques du milieu définies par T_{ch} et μ_B. Ce sont ces particules qui confèrent en majorité à γ_s sa forme avec la centralité (saturation aux hautes centralités). L'insertion des baryons simplement et multiétranges dans l'ajustement revient quasiment à translater la courbe du γ_s vers le haut. Cependant, il ne s'agit pas là que d'une simple translation car il est clair que γ_s semble augmenter plus vite dans les collisions très centrales par rapport aux collisions plus périphériques. Pour comprendre cette évolution de γ_s, il est nécessaire de s'intéresser à l'évolution des densités de particules avec la centralité.

7.2.2.3 Évolution de la densité de particules avec la centralité de la collision

Sur la figure 7.9 (a), les taux de production par unité de rapidité et pondérés par le nombre de participants sont représentés en fonction de la centralité de la collision en pa-

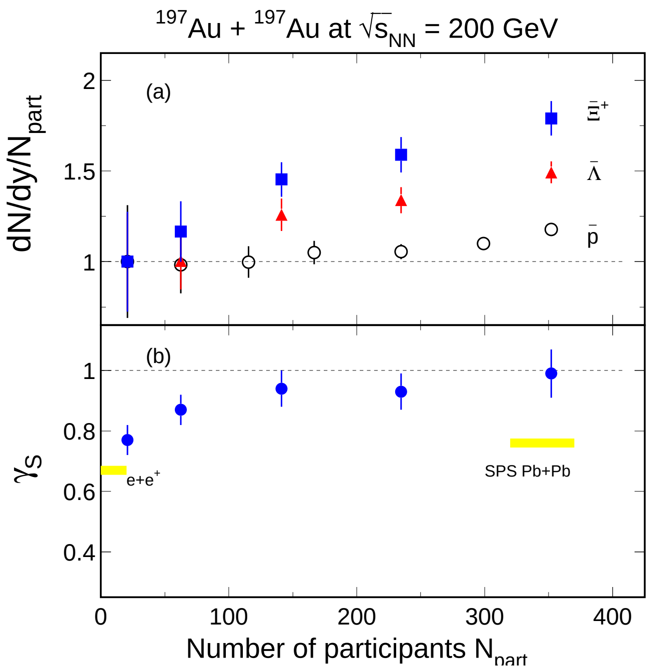


Figure 7.9 – (a) Taux de production des $\bar{p}$, $\bar{\Lambda}$ et $\bar{\Xi}$, pour les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV à mi-rapidité, pondérés par le nombre de participants en fonction de la centralité de la collision. (b) γ_s en fonction de la centralité de la collision. Les données du SPS sont extraites de [Stoc 02].

rallèle à l'évolution de γ_s. Pour pouvoir comparer l'évolution de chacune de ces distributions, tous les points ont été renormalisés au canal le plus périphérique. Le nombre de participants étant a priori proportionnel au volume du système, cette figure permet d'observer l'évolution des densités de particules avec la centralité de la collision. On observe tout d'abord que les taux de production de $\bar{\mathrm{p}}$ semblent être bien proportionnels au nombre de participants. En revanche, plus la particule contient des quarks étranges et plus cette dernière semble dévier de la proportionnalité par rapport à N_{part}. L'augmentation de ces densités de baryons étranges avec la centralité et leur pseudo-saturation pour les collisions les plus centrales semblent influencer l'augmentation de γ_s avec la centralité en plus de sa translation vers le haut comme illustré en (a) et (b) sur la figure 7.9. C'est ce que traduit la formule 7.6. Tel que le modèle est construit, il semblerait que les baryons simplement étranges évoluent comme γ_s^1 (1 étant le contenu en quarks étranges des Λ) avec la centralité tandis que les baryons doublement étranges évoluent comme γ_s^2 (2 étant le contenu en quarks étranges des Ξ). C'est ce que nous avons vérifié expérimentalement sur les figures 7.10 et 7.11 en représentant les densités des $\bar{\Lambda}$ et des $\bar{\Xi}$ pondérées par γ_s^1 et par γ_s^2 en fonction de la centralité. La tendance semble montrer que la densité des Λ évolue davantage comme γ_s^1 tandis que celle des Ξ davantage comme γ_s^2.

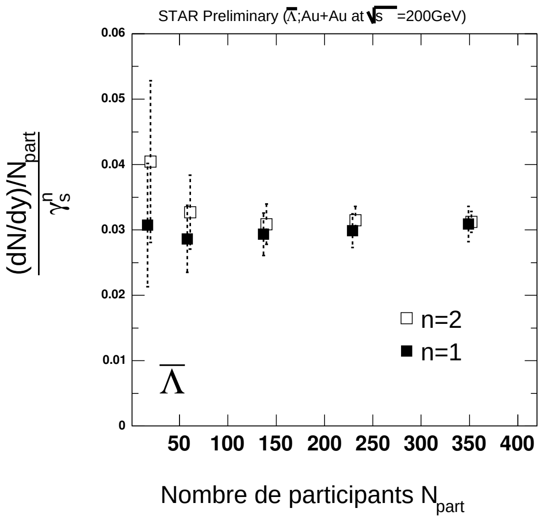


Figure 7.10 – Taux de production à mi-rapidité des $\bar{\Lambda}$ pondérés par N_{part} et par γ_s^n où n=1 (carrés pleins) puis 2 (carrés vides) en fonction du nombre de participants.

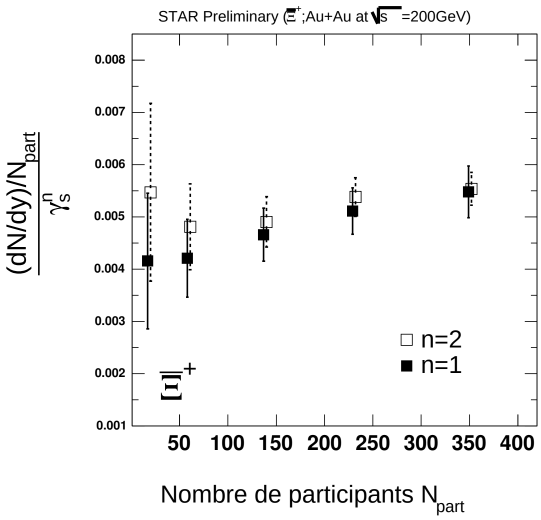


Figure 7.11 – Taux de production à mi-rapidité des $\bar{\Xi}^+$ pondérés par N_{part} et par γ_s^n où n=1 (carrés pleins) puis 2 (carrés vides) en fonction du nombre de participants.

7.2.2.4 Taux de production et modèle statistique non équilibré (3)

Chaque résonance alors qu'elle se désintègre donne naissance à des particules filles considérées comme particules provenant du vertex primaire de la réaction alors que cela n'est pas le cas. L'inclusion des résonances et de leurs caractéristiques (largeur) dans les modèles permet d'estimer les pourcentages des particules mesurées provenant de ces dernières et donc de les corriger avant de réaliser un ajustement. Le modèle précédent que nous avons utilisé contient un certain nombre de résonances mais la liste incluse n'est pas exhaustive. Plus récemment, J. Letessier, J. Rafelski et J. Torrieri ont introduit plus de 400 résonances dans leur modèle (3), le modèle SHARE [Torr 04]. Dans cette partie, nous nous intéressons à l'évolution des densités de Λ et Ξ ((dn/dy)/N_{part}) en fonction des paramètres d'équilibration du modèle γ_q et γ_s.

Pour mémoire, les paramètres γ_q et γ_s de ce modèle sont libres et plusieurs configurations peuvent être étudiées. Nous avons exploité deux types de systèmes : un système semi-équilibré (A) pour lequel γ_s est laissé libre et γ_q est fixé à 1 (ce cas devrait être similaire à l'étude précédemment faite dans le cadre du modèle (2)) et un système en total déséquilibre (B) pour lequel γ_s et γ_q sont laissés libres. L'évolution de ces paramètres dans le cas (B) est montrée sur la figure 7.12 extraite de [RLT 05]. On constate tout d'abord que γ_q peut être largement supérieur à 1. Ce dernier semble saturer très rapidement à 1.6 en fonction de la centralité de la collision. γ_s lui aussi peut être supérieur à 1. Dans le cas (A), il varie de $\sim$0.67 à $\sim$1.23 (γ_s variait de $\sim$0.7 à 1 dans le cas (2) du paragraphe ci-dessus), dans le cas (B), il varie de $\sim$0.36 à $\sim$2.43. Pour les auteurs du modèle, le cas de non-équilibre (B) est, selon eux, le plus réaliste pour décrire le système suivant la collision d'ions lourds et γ_q semble très important pour contraindre le système [Lete 05]. Sur les figures 7.13 et 7.14, nous avons représenté les densités des Λ (symboles pleins), $\bar{\Lambda}$ (symboles

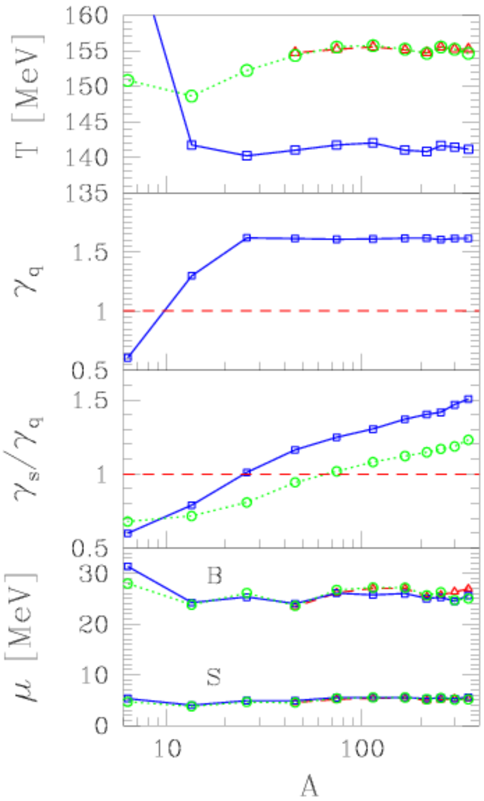


Figure 7.12 – Évolution des paramètres Température (MeV), γ_q, γ_s/γ_q et potentiel chimique μ en fonction de la centralité de la collision ; paramètres obtenus à partir d'un ajustement des données expérimentales de STAR dans le cadre du modèle statistique non équilibré ($\gamma_q \neq 1$ et $\gamma_s \neq 1$) (traits pleins) et semi-équilibré (γ_q = 1 et $\gamma_s \neq 1$) (pointillés) [RLT 05].

vides), Ξ^-(symboles pleins) et $\bar{\Xi}^+$(symboles vides) pondérées en (a) par γ_s, en (b) par γ_q, en (c) par $\gamma_q^2\gamma_s$ et en (d) par $\gamma_q\gamma_s^2$ pour un système semi-équilibré (ronds) et pour un système non-équilibré (carrés). Les valeurs de γ_q et γ_s sont extraites de [Lete 05].

- En se plaçant tout d'abord dans le cas du système en semi-équilibre, γ_q n'intervient pas dans la paramétrisation, et donc comme précédemment, la densité des Λ devrait évoluer proportionnellement avec γ_s avec la centralité, alors que les Ξ devraient évoluer comme γ_s^2. C'est globalement ce que l'on observe sur les figures (a), (c) et (d) en observant le comportement des ronds (pleins pour les particules et vides pour les antiparticules). La dépendance des Λ (figure 7.13) avec γ_s est assez claire en (a) et (c) par rapport à son évolution en γ_s^2 en (d) ; celle des Ξ (figure 7.14) avec γ_s^2 est moins nette (le point le plus périphérique sur la figure (d) dévie légèrement du comportement plat des autres points avec la centralité mais il semble que les Ξ évoluent quand même davantage comme γ_s^2 que γ_s). Les figures (b) montrent l'évolution des densités avec la centralité car $\gamma_q = 1$.
- Si on se place à présent dans le cas du non-équilibre, on constate sur les figures (b) que

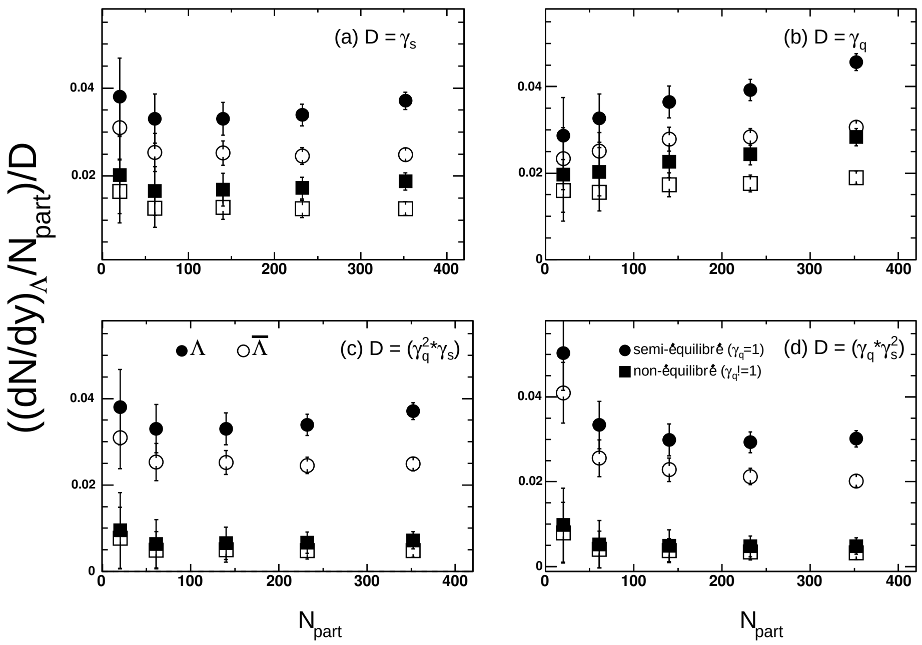


Figure 7.13 – Densités des Λ (symboles pleins), $\bar{\Lambda}$ (symboles vides) pondérées en (a) par γ_s, en (b) par γ_q, en (c) par $\gamma_q^2\gamma_s$ et en (d) par $\gamma_q\gamma_s^2$ pour un système semi-équilibré (ronds) et pour un système non-équilibré (carrés)

γ_q joue énormément sur les densités des particules : (dN/dy)/γ_q augmente faiblement avec la centralité. On ne peut alors plus regarder l'évolution des densités avec γ_s ou γ_s^2 mais avec $\gamma_q^2\gamma_s$ pour les Λ ou $\gamma_q\gamma_s^2$ pour les Ξ comme le montre la formule 7.6. C'est ce qui est représenté sur les distributions (c) et (d) des figures 7.13 et 7.14 par les carrés pleins pour les particules et vides pour les antiparticules. Aucune tendance claire ne semble apparaître sachant que γ_q et γ_s sont relativement du même ordre de grandeur.

7.2.2.5 Dépendance avec l'énergie de la collision (et la taille du système ?)

Sur la figure 7.9 (b) précédemment commentée, nous avions représenté deux bandes grisées repérant les valeurs atteintes par γ_s dans un système élémentaire e^+e^- et dans les collisions Pb+Pb à l'énergie nominale du SPS [Stoc 02]. Nous constatons la nette augmentation de γ_s entre le SPS et le RHIC en accord avec un système qui tend vers l'équilibre thermodynamique au RHIC dans le cadre d'un modèle statistique semi-équilibré.

Il s'est avéré que ces modèles statistiques ont eu tout autant de succès à plus basse énergie et pour des systèmes élémentaires p+p et e^++e^-. Les résultats obtenus pour T_{ch} en fonction de $\sqrt{s_{NN}}$ sont illustrés sur la figure 7.15 [Satz 03]. Apparemment, une température limite est atteinte, température proche de la température critique, T_c de $150-170$ MeV, prédite par les calculs de la QCD sur réseau. C'est en ce sens que les modèles statistiques seraient intéressants (en plus d'une discussion sur le degré d'équilibration du

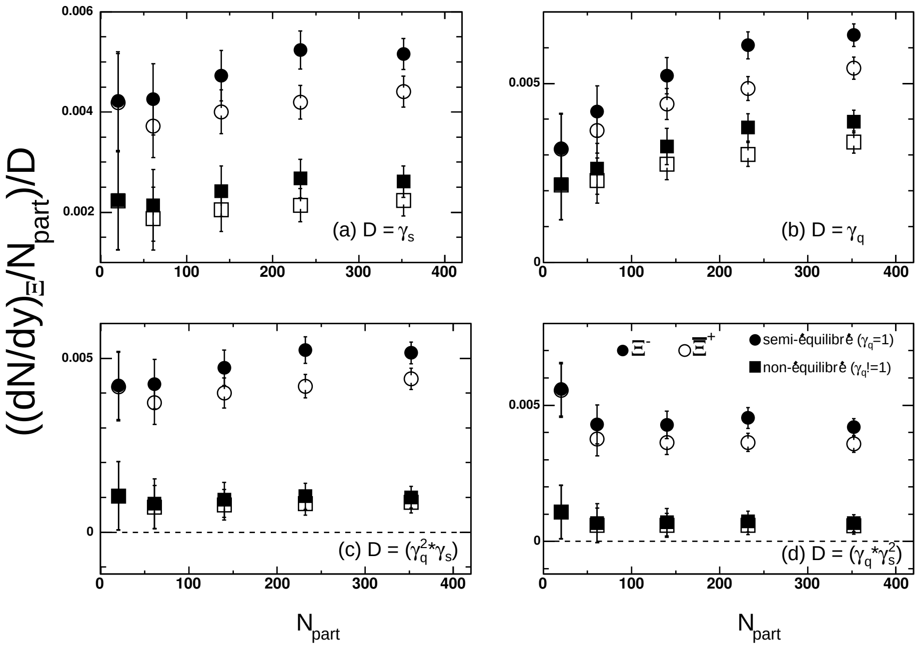


Figure 7.14 – Densités des Ξ^-(symboles pleins), $\bar{\Xi}^+$(symboles vides) pondérées en (a) par γ_s, en (b) par γ_q, en (c) par $\gamma_q^2\gamma_s$ et en (d) par $\gamma_q\gamma_s^2$ pour un système semi-équilibré (ronds) et pour un système non-équilibré (carrés)

système) pour commencer à parler de la formation d'un plasma lors de la collision. Alors que le système formé se refroidit au cours du temps, passer par un état "d'équilibre" à $\sim$ 160 MeV de l'ordre de T$_c$, suggère qu'avant cet état, il était excité à une température supérieure à T$_c$ donc qu'il est passé par une phase déconfinée. Il est à noter cependant que les modèles statistiques dont nous discutons les résultats ici n'incluent pas de dynamique. Nous discuterons ce point dans le chapitre suivant, mais, à titre de remarque, nous notons toutefois que le modèle de W. Florkowski et W. Broniowski [BFH 02] qui prend en plus en compte la dynamique de la collision utilise une température de FO unique du même ordre de grandeur T$_{FO}$ = T$_{ch}$ = T$_{cin}$ $\sim$ 160 MeV et $\mu_B = 26$ MeV pour reproduire les spectres en impulsion transverse d'un certain nombre de particules [BFH 03].

Une compilation des résultats sur tous les domaines en énergie accessibles révèle une courbe continue dans le plan T-μ_B qui peut être caractérisée par une énergie par hadron de l'ordre de 1 GeV [ClRe 98, Soll 97]. Cette courbe universelle de FO est en elle-même intéressante car elle permet l'extrapolation à d'autres domaines non expérimentalement accessibles, mais elle est aussi intéressante car elle semble se confondre avec la courbe de limite de confinement aux hautes énergies [MSW 04].

De façon générale, une description statistique d'un système physique est appropriée si ce dernier a de nombreux degrés de liberté et, dans ce cas, il est déterminé par très peu d'observables. C'est le cas d'un système thermalisé qui est caractérisé par une énergie, un volume et un nombre de particules. Dans une formulation canonique ou grand canonique d'un système, l'énergie (conservée en moyenne) et le nombre de particules (conservé dans

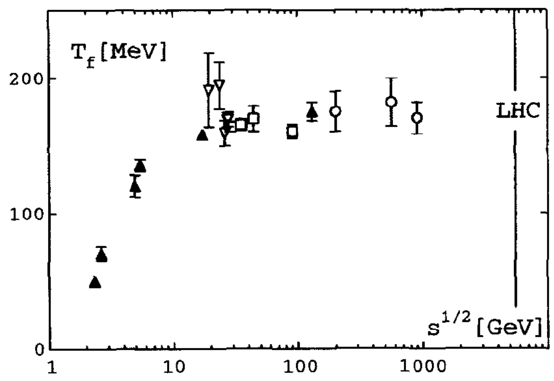


Figure 7.15 – Température au FO chimique en fonction de l'énergie de la collision dans le centre de masse ($\sqrt{s_{NN}}$) pour des collisions noyau+noyau (symboles pleins) et élémentaires (symboles vides) [Satz 03].

le cas canonique et en moyenne dans le cas grand canonique) sont caractérisés par les variables conjuguées : température et potentiel chimique baryonique. Les systèmes thermalisés peuvent être décrits à partir de modèles statistiques ; cependant, un modèle statistique ne définit pas nécessairement un système thermalisé [Koch 03]. En supposant que le modèle statistique de Fermi s'applique sur la production de particules lors de collisions de haute énergie, peut-on conclure que ces dernières conduisent à la formation d'un système thermalisé au sens de Boltzmann c'est-à-dire que les collisions entre particules gardent le système dans un état d'équilibre ? Les collisions de petits systèmes comme les collisions e^+e^- permettent a priori de répondre à cette question. Aucune mesure actuelle [Abre 01] n'a montré des traces d'une forte interaction entre les partons lors de ce type de collision. De plus les jets de particules produites ont une très faible probabilité d'interagir. En ce sens les petits systèmes ont peu de chance de conduire à un milieu thermalisé. "Statistique" dans ce cas ne signifie pas "thermodynamique" mais est davantage relié à des effets dus à l'espace des phases disponible [Koch 03]. Dans ce cas, température et potentiel chimique toujours utilisables pour définir le système n'ont plus vraiment de signification physique. Ces quantités sont les multiplicateurs de Lagrange qui résultent de l'ajustement de n'importe quel échantillon statistique de données. Ils permettent de décrire un système statistique micro-canonique dans l'approximation (grand-)canonique. Ils ne reflètent pas l'échange d'énergie avec un réservoir de chaleur comme c'est le cas pour la température par exemple dans un ensemble canonique.

C'est uniquement à partir du moment où chaque événement peut être considéré comme un système statistique indépendant que ces deux paramètres acquièrent une signification physique. Il est important alors d'estimer pour quelle taille de système et à quelle énergie (si elle intervient) une description statistique du système par l'espace des phases domine par rapport à une description statistique thermodynamique. L'augmentation observée des taux de production de particules dans une collision Au+Au par rapport à des taux dans une collision p+p peut, dans ce cas, être interprétée non plus comme une augmentation de la production d'étrangeté mais davantage comme une suppression de l'espace disponible dans les petits systèmes qui ne favorise pas la formation d'étrangeté. C'est ce que nous discutons à présent.

7.2.3 Une augmentation pour les systèmes plus grands ou une suppression dans les systèmes plus petits ?

À ce stade, mis à part certains modèles hadroniques qui semblent capables d'expliquer les taux des Ξ et leur évolution avec la centralité de la collision, l'argument de l'augmentation d'étrangeté et en particulier des taux de production avec la centralité de la collision semble convaincant comme conséquence de la formation d'un plasma en laboratoire. Et cela d'autant plus que nous avons observé une augmentation de la production des particules d'autant plus importante que ces dernières sont étranges.

L'étape suivante pour étudier ces taux de production est de comparer ces derniers avec des systèmes plus petits pour lesquels les conditions de formation du plasma ne sont pas remplies. Nous avons déjà entrepris une comparaison avec le système d+Au. Les collisions Au+Au et d+Au sont comparées dans cette partie aux collisions élémentaires p+p.

7.2.3.1 Prise en compte des effets de l'espace des phases

La plupart des modèles statistiques utilisent un ensemble grand-canonique pour décrire le système, approximation valable pour des systèmes suffisamment larges. Dans cette approche, les nombres quantiques ne sont pas tous rigoureusement conservés. Ils ont juste besoin de l'être en moyenne. Très schématiquement, on peut dire que les particules ont suffisamment de place pour être formées et c'est aussi valable pour l'étrangeté. Quand la limite grand canonique est atteinte, le système peut se "relâcher" et cela conduit à un effet intéressant sur l'étrangeté qui peut être abondamment produite. Si on passe à présent à la description de systèmes plus petits, mieux décrits par un ensemble canonique, les nombres quantiques de l'étrangeté et baryonique doivent être explicitement conservés. La création d'étrangeté réclame à la fois de l'énergie mais également de l'espace des phases. Cela signifie que plus l'espace des phases est petit et plus on observe une suppression de la production d'étrangeté. C'est ce qui est appelé la **suppression canonique de l'étrangeté**. Quand le volume du système devient suffisamment large, la suppression de l'espace des phases diminue peu à peu et le nombre de particules étranges créées par unité de volume augmente jusqu'à devenir constant.

Le modèle de suppression canonique proposé par K. Redlich et A. Tounsi [HRT 00, Redl 0103] décrit les effets de cette dernière en introduisant un facteur de suppression $F_S(T,V)$, qui permet de mesurer une déviation de la densité de particules de la limite asymptotique grand canonique $(n_S^i)^{GC}$ vers une densité canonique $(n_S^i)^C$ par la relation 7.7.

$$(n_S^i)^C = (n_S^i)^{GC} F_S(T,V) \tag{7.7}$$

Pour une grande valeur de V ou de T, $F_S(T,V)$ tend vers 1 et la limite grand canonique est atteinte. Dans ce modèle, le volume est proportionnel au nombre de participants. Sur la figure 7.16 (a), le facteur de suppression $F_S(T,V)$ est représenté en fonction du volume du système dans le cas des baryons doublement étranges. Les quatre courbes représentées montrent les effets de la suppression pour quatre énergies : $\sqrt{s_{NN}} = 8.73$ GeV (ligne pointillée et tiretée), 12.3 GeV (tirets longs), 17.3 GeV (tirés courts) et 130 GeV (ligne pointillée et tiretée) pour reproduire et prédire respectivement les données de l'AGS, du SPS et du RHIC. Cette figure montre non seulement les effets de la suppression canonique avec la taille du système mis en jeu, mais également avec l'énergie. Plus le volume est petit et plus la suppression devrait être importante. En revanche, une augmentation d'énergie du système devrait s'accompagner d'une diminution de la suppression. De plus, dans le cadre de ce modèle, pour une énergie donnée, le facteur de suppression canonique diminue à mesure que le contenu en quarks étranges du baryon augmente [Redl 0103].

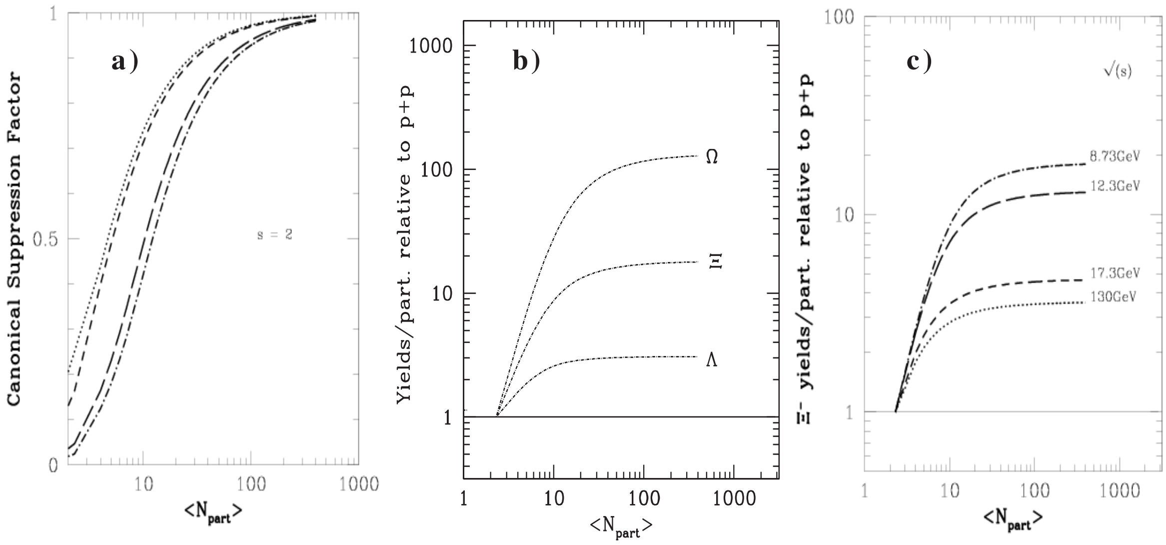


Figure 7.16 – (a) Facteur de suppression canonique en fonction du nombre de participants dans le cas des Ξ pour les énergies $\sqrt{s_{NN}} = 8.73$ GeV (ligne pointillée et tiretée), 12.3 GeV (tirets longs), 17.3 GeV (tirés courts) et 130 GeV (ligne faite de points). (b) Taux de production des Λ, Ξ et Ω pondérés par N_{part} pour les collisions A+A divisés par les mêmes taux de production dans les collisions p+p pour une énergie dans le centre de masse de 8.73 GeV. (c) Influence de l'énergie de la collision sur le facteur d'augmentation de l'étrangeté.

Expérimentalement, il est possible de voir les effets de cette suppression sur les taux de production en étudiant le facteur d'augmentation de l'étrangeté $(E_s^i)^i$ défini par l'équation 7.8 comme le rapport de la densité de particules étranges $(n_s^i)^{AA}$ obtenue lors des collisions Noyau+Noyau (A+A) à celle des particules étranges obtenue lors de collisions proton+proton (p+p) ou proton+Noyau (p+A) $(n_s^i)^{pp/dA}$.

$$E_s^i = \frac{(n_s^i)^{AA}}{(n_s^i)^{pp/dA}} = \frac{F_s(T,V)}{F_s(T,V_{pp})} = \frac{F_s(T,N_{part})}{F_s(T,2)} \tag{7.8}$$

La figure 7.16 (b), montre la hiérarchie de l'augmentation d'étrangeté à $\sqrt{s_{NN}} = 8.73$ GeV en fonction du contenu en quarks étranges des baryons. En accord avec ce qui a été dit auparavant, l'augmentation par rapport aux collisions p+p est d'autant plus importante que la taille (N_{part}) du système augmente. Elle est d'autant plus marquée que la particule est étrange. La figure 7.16 (c), montre cette fois, la dépendance de cette augmentation avec l'énergie de la collision, diminuant à mesure que l'énergie dans le centre de masse augmente, dû au fait, comme nous l'avons vu que la suppression canonique en p+p diminue (donc que l'espace des phases accessible augmente) avec l'énergie qui augmente (figure 7.16 (a)). Dans le cadre de ce modèle, ce n'est pas tant une augmentation d'étrangeté en A+A que l'on cherche à mettre en évidence mais davantage une suppression en p+p.

7.2.3.2 Comparaison des taux de production intégrés en p+p, d+Au et Au+Au

Une des premières observations expérimentales de la suppression canonique a été faite par l'expérience KaoS[1] au SIS[2] par la mesure des kaons [Wagn 98] pour des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 1$ GeV tendance très bien reproduite en fonction de N_{part} par le modèle de suppression canonique de K. Redlich et A. Tounsi [HRT 00, Redl 0103]. En augmentant l'énergie du système, la suppression des kaons diminue en accord avec le modèle.

Suite à cette observation, les premières données du SPS sur les Λ ont contribué très nettement à confirmer la validité alors apparente de ce modèle. À l'énergie nominale du SPS, en effet, les taux de production des Λ pondérés au nombre de participants [Brun 04] dans les collisions Pb+Pb ont montré une saturation sur les différents domaines de centralités étudiés comme le préconisait le modèle de suppression canonique. La figure 7.17 (a) et (b) montre ce comportement pour les Λ et $\bar{\Lambda}$.

Si l'on en croît les prédictions de ce modèle, un comportement analogue avec la centralité des Ξ et des Ω devrait également être observé dans ces conditions expérimentales. Comme on peut le voir sur cette même figure, les baryons multiétranges semblent dévier de cette saturation, excepté peut-être pour les collisions les plus centrales. En revanche, la hiérarchie en fonction du contenu en quarks étranges prédite par le modèle est respectée. Jusque là, il semble donc que les données suivent à peu près correctement les prédictions du modèle suggérant que les données du SPS à $\sqrt{s_{NN}} = 17.3$ GeV sont descriptibles dans une approximation grand canonique.

Plus récemment, la collaboration NA57 a mesuré le facteur d'augmentation d'étrangeté des hypérons à une énergie moindre ($\sqrt{s_{NN}} = 8.8$ GeV) [Brun 04]. C'est ce qui est représenté sur la figure 7.17 en (c) et (d) pour les particules et antiparticules. Le facteur d'augmentation d'étrangeté est exactement du même ordre de grandeur que celui mesuré à $\sqrt{s_{NN}} = 17.3$ GeV en désaccord avec les prédictions du modèle qui, comme on le voit sur la figure 7.16 (c), prévoit un facteur plus élevé pour les collisions les moins énergétiques. Outre cette différence, les rapports d'augmentation d'étrangeté croissent avec la centralité de la collision suggérant ainsi que l'approximation grand-canonique n'est pas atteinte à ces énergies. L'augmentation que l'on observe entre les données périphériques et centrales peut être due à la fois à l'effet d'une suppression canonique par rapport aux collisions périphériques en plus de la suppression par rapport à p+p et, également, à des réinteractions de particules plus abondantes dans les collisions centrales par rapport aux périphériques. Quelle que soit l'interprétation de l'augmentation des taux avec la centralité, on observe un désaccord entre les données et le modèle sur l'amplitude de l'augmentation.

Le désaccord peut provenir des incertitudes du modèle :

- **(1)** La grandeur de l'augmentation peut être très sensible à la température atteinte par la source lors des collisions de plus basses énergies. La température choisie pour

[1] Kaon Spectrometer
[2] Schwer Ionen Synchrotron

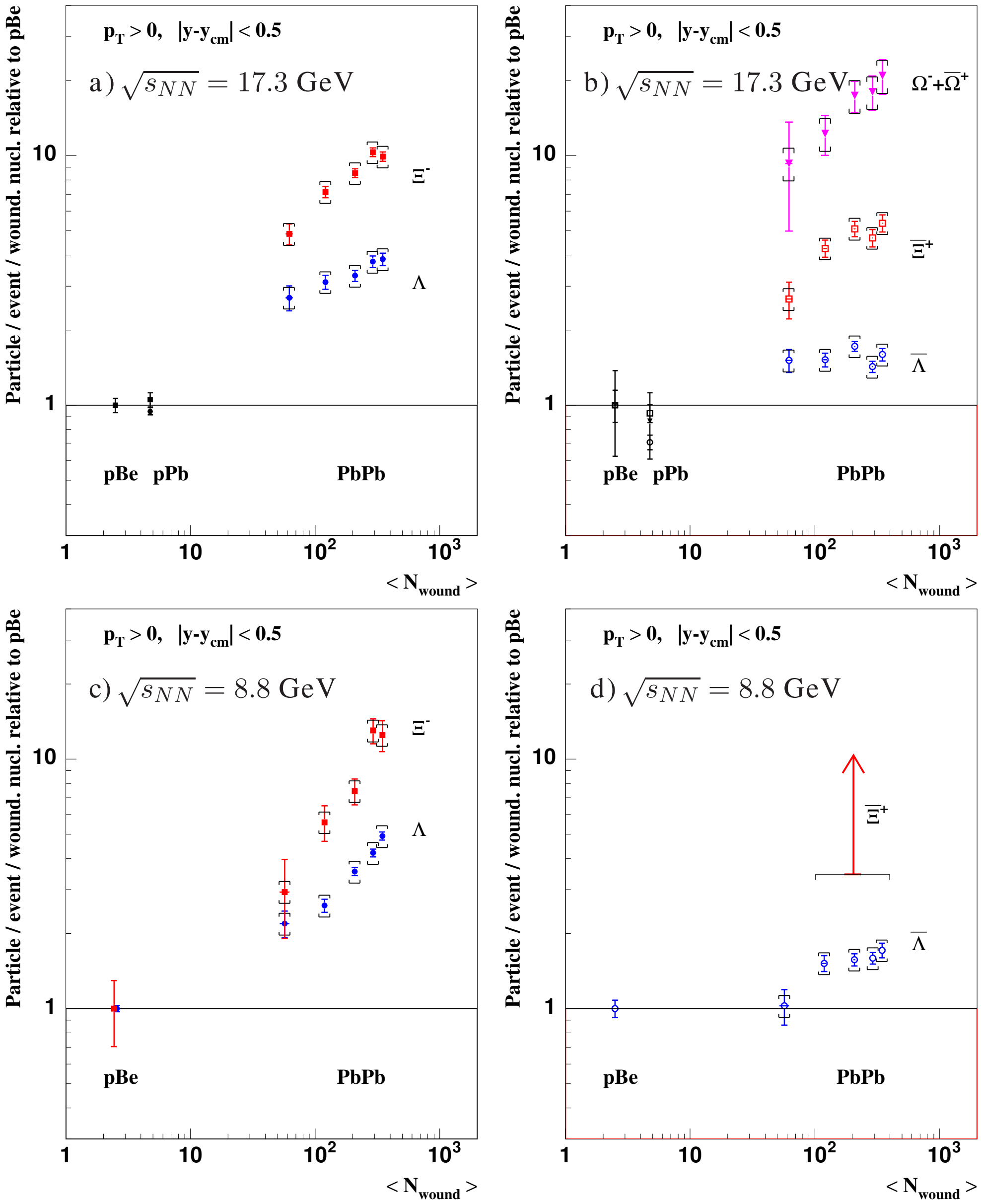


Figure 7.17 – Facteur d'augmentation de l'étrangeté pour les collisions Pb+Pb par rapport aux collisions p+Be et p+Pb en fonction du nombre de nucléons qui participent à la collision au SPS mesuré par l'expérience NA57 au SPS à son énergie nominale de $\sqrt{s_{NN}} = 17.3$ GeV ((a) et (b)), puis à $\sqrt{s_{NN}} = 8.8$ GeV ((c) et (d)). À gauche, les particules, à droite, les antiparticules [Brun 04].

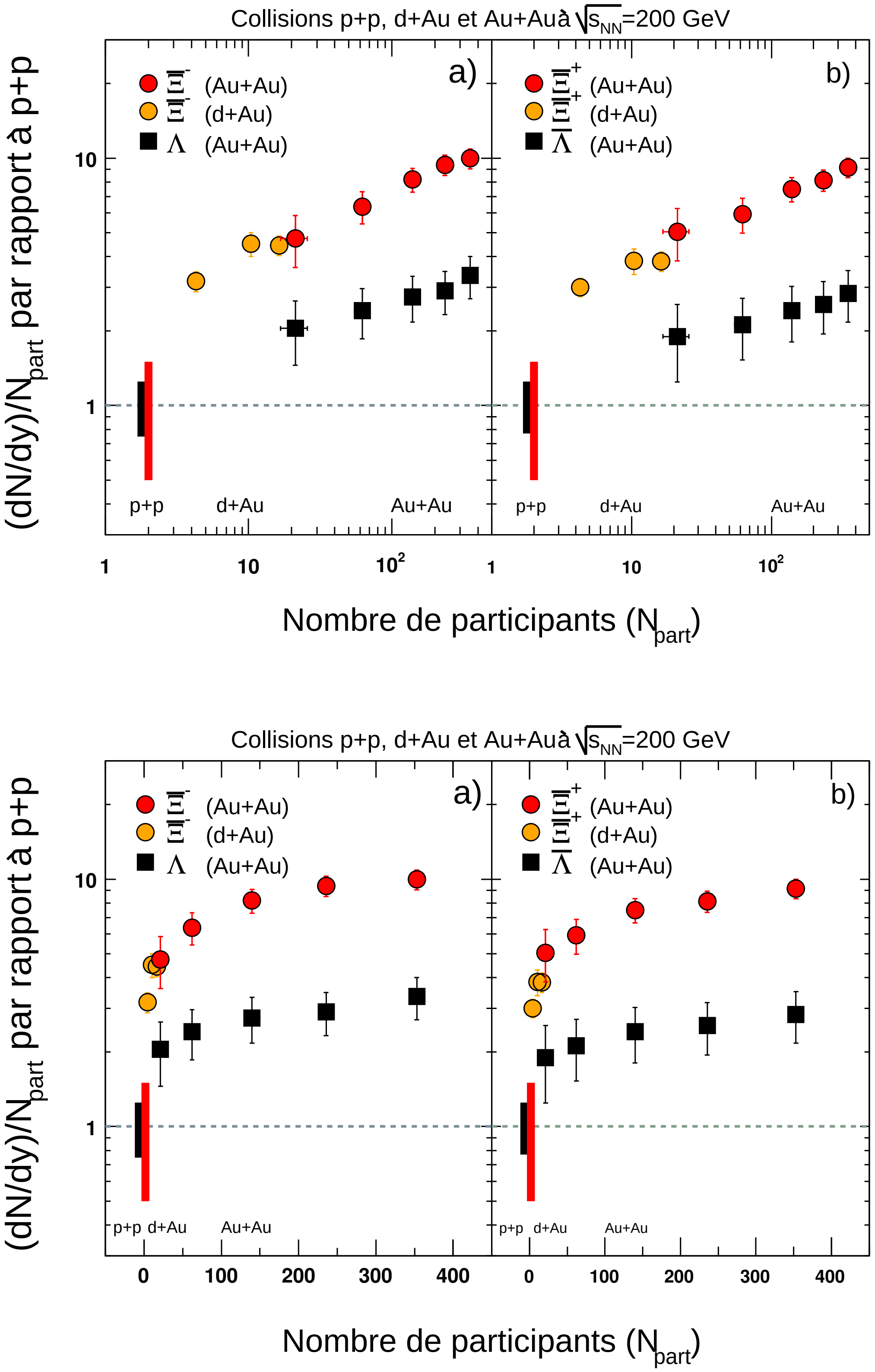


Figure 7.18 – Facteur d'augmentation de l'étrangeté mesuré par la collaboration STAR pour des collisions Au+Au (ronds foncés) et d+Au (ronds clairs) à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV par rapport aux collisions p+p [WHA 04] en fonction du nombre de participants en (a) pour les baryons et en (b) pour les antibaryons. Figure du haut : représentation logarithmique, figure du bas : représentation linéaire.

représenter le système dans le modèle peut ainsi énormément jouer sur l'augmentation [Redl 0103].

- **(2)** Le modèle suppose une dépendance linéaire entre le volume V et N_{part}. V peut avoir une dépendance plus faible avec la centralité qui pourrait se traduire par une augmentation plus douce avec la centralité et une saturation du facteur d'augmentation pour un volume plus large. Dans ce cas, le nombre de participants ne serait pas une quantité suffisamment pertinente pour exprimer le volume de l'interaction. Nous discutons ce point dans la dernière partie de ce chapitre.

<u>Que donne à présent notre analyse sur les Ξ au RHIC</u> ?
Nous avons utilisé les résultats préliminaires de STAR pour les collisions p+p pour déterminer le facteur d'augmentation d'étrangeté à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV au RHIC, illustré sur la figure 7.18 pour les Ξ [WHA 04]. Nous avons représenté le facteur d'augmentation de l'étrangeté des Ξ dans les collisions Au+Au par rapport à p+p mais également des Ξ en d+Au par rapport à p+p en représentation logarithmique (figure du haut) et en représentation linéaire (figure du bas). À titre de comparaison, les données pour les Λ ont également été incluses sur ces distributions [WHA 04, Long 04]. Ne disposant pas de suffisamment de statistique en p+p pour les Ω, ces points ne sont pas représentés sur les distributions. Notons également les grandes incertitudes des données de STAR encore préliminaires en p+p susceptibles de modifier l'amplitude de ces facteurs d'augmentation d'étrangeté.

Les mêmes observations que pour le SPS peuvent être faites. Les facteurs d'augmentation d'étrangeté sont du même ordre de grandeur que ceux du SPS voire même supérieurs dans le cas des Λ. Affirmer alors qu'à RHIC, le système est sursaturé en Λ serait en désaccord avec la valeur de 1 obtenue pour γ_s (collisions centrales).

De plus, nous observons dans le cas des Λ et des Ξ des densités de particules qui continuent de croître avec la centralité de la collision et non pas un plateau tel que cela est préconisé par le modèle de suppression canonique. Cette augmentation avec la centralité suggère que de l'étrangeté a encore été produite aux énergies nominales du RHIC donc que l'espace des phases, dans les collisions périphériques n'a pas été saturé. La valeur de 1 pour γ_s dans le cas des collisions les plus centrales suggère que, si la limite grand-canonique a été atteinte, elle l'a été uniquement dans le cas des collisions les plus centrales. Ces observations mettent en défaut le modèle de suppression canonique et en montrent ses limites (cf. incertitudes **(2)** énoncées ci-dessus). Remarquons comme en début de ce chapitre l'évolution continue des taux de production entre d+Au et Au+Au. Une représentation linéaire des facteurs d'augmentation d'étrangeté montre un décrochement assez marqué entre les collisions p+p et les collisions intermédiaires d+Au suggérant que si la suppression canonique a lieu, elle ne se produit que dans les tout petits systèmes. Pour $N_{part}\sim 50$, elle ne semble déjà plus valable.

Nous sommes encore une fois amenés à penser que le volume de corrélation à la base du modèle de suppression canonique et sa dépendance linéaire à N_{part} ne sont pas pertinents pour décrire le comportement et la formation de l'étrangeté. Nous discutons de la dépendance des taux de production avec N_{part} à la fin de ce chapitre.

Cependant, la suppression canonique demeure un principe intéressant pour décrire le comportement des Ξ et des baryons multiétranges qui se différencie nettement de celui des baryons et mésons non étranges.

Par ailleurs, en observant ces distributions de la plus basse énergie du SPS de $\sqrt{s_{NN}} =$ 8.8 GeV à l'énergie nominale du RHIC, il semblerait que les taux de production relativement à p+p augmentent avec la centralité d'autant plus fortement que la collision est peu énergétique. C'est au moins le cas des Λ, des Ξ^- et des $\bar{\Xi}^+$. Les $\bar{\Lambda}$ au SPS semblent suivre un comportement un peu différent avec la centralité. Ils ne montrent en effet aucune dépendance particulière avec la centralité suggérant peut-être des différences de production par rapport aux Λ. Cela ne semble pas être le cas pour les $\bar{\Xi}^+$ qui globalement suivent le même comportement que leur particule associée. Au RHIC, Λ et $\bar{\Lambda}$ suivent approximativement la même dépendance en centralité, c'est-à-dire, augmentent avec cette dernière. Excepté le comportement un peu particulier des $\bar{\Lambda}$ au SPS, on s'attend à ce que la pente des taux de production avec la centralité à $\sqrt{s_{NN}}$ = 62.4 GeV se situe entre celle des taux de production du SPS et celle du RHIC à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV. Nous n'avons malheureusement pas pu disposer de données p+p à $\sqrt{s_{NN}}$ = 62.4 GeV, par conséquent cette étude comparative a été faite uniquement en centralité entre les deux énergies du RHIC 62.4 et 200 GeV. Ceci est vu au paragraphe 7.2.3.4.

7.2.3.3 Comparaison en fonction de p_T : R_{AA} / R_{CP}

L'effet apparent d'augmentation d'étrangeté a été observé sur les taux de production intégrés en p_T (m_T) des baryons étranges par rapport aux particules non étranges. Il est également observé sur les spectres en impulsion (masse) transverse des baryons étranges donc par canal en p_T. Cette étude a été réalisée en comparant les spectres en p_T (m_T) des Ξ obtenus dans les collisions Au+Au les plus centrales (0-5%) aux spectres des Ξ [WHA 04] obtenus dans les collisions p+p par l'intermédiaire du rapport R_{AA} introduit dans le chapitre 2.

Sur la figure 7.19, R_{AA}(0-5%/pp) des baryons simplement et doublement étranges Λ et Ξ ont été représentés en fonction de l'impulsion transverse. Le rapport est pondéré par le nombre de collisions binaires $<N_{bin}>$. Nous reviendrons sur ce rapport dans le prochain chapitre pour discuter de la dépendance des spectres des particules avec le nombre de collisions binaires, R_{AA} ayant été initialement défini pour comparer la physique des collisions Au+Au à celle des collisions élémentaires p+p. Notre intérêt ici se porte davantage sur la comparaison entre R_{AA} et R_{CP}. R_{CP} étant défini comme le rapport des spectres Au+Au centraux aux spectres Au+Au périphériques normalisés par un nombre de collisions binaires (chapitre 8). Le dénominateur distingue donc R_{AA} et R_{CP}. En comparant ces deux quantités, nous comparons les produits des réactions p+p à ceux des réactions Au+Au périphériques donc leur physique associée.

Initialement R_{CP} a été proposé comme substitut de R_{AA} assimilant quasiment une collision de type p+p à une collision de type Au+Au périphérique.

Que ce soit lors de collisions p+p ou Au+Au périphériques, même s'il est admis que les conditions de formation du plasma ne sont pas remplies, il est clair que ces deux systèmes se distinguent au moins par le nombre de nucléons qui entrent en jeu lors de la collision donc par leur espace des phases disponible respectif. C'est ce que semble montrer qualitativement la figure 7.19. R_{AA} (e) y est comparé à R_{CP}(0-5%/60-80%) (f) et R_{CP}(0-5%/40-60%) (g). Qu'observe-t-on ? En (g), R_{CP}(0-5%/40-60%) augmente légèrement puis décroît pour toutes les particules et reste toujours inférieur à 1. En (f), nous constatons la même ten-

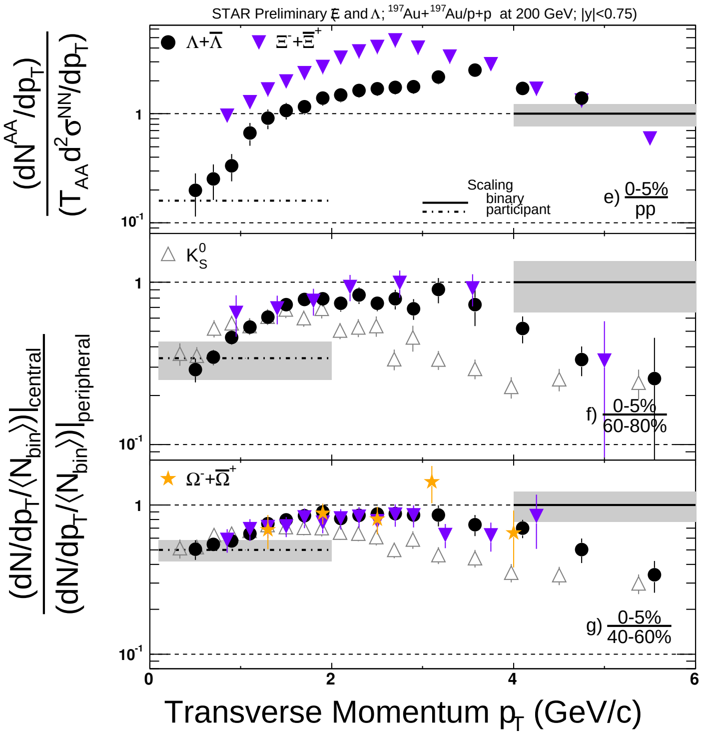


Figure 7.19 – (e) Rapport R_{AA}(0-5%/pp) des spectres des Λ et Ξ des collisions Au+Au centrales à leur spectre pour les collisions p+p à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV. (f) et (g) Rapports R_{CP}(0-5%/40-60%) et R_{CP}(0-5%/60-80%) des spectres des K^0_s, $\Lambda+\bar{\Lambda}$, $\Xi^-+\bar{\Xi}^+$ pour les collisions Au+Au centrales sur ceux des collisions périphériques 40-60% et 60-80%.

dance. Même si la statistique dans le cas des Ξ n'est pas très importante, il semblerait que R_{CP}(0-5%/60-80%) se rapproche davantage de 1 et y reste jusqu'à un domaine de p_T un peu plus élevé que précédemment avant de rechuter. La différence entre (f) et (g) n'est pas flagrante. En revanche, R_{AA} montre un comportement radicalement différent pour les baryons étranges. Les autres particules, y compris les mésons étranges ne subissent pas un tel changement [Miro 04]. Que ce soit pour les Λ ou les Ξ, R_{AA} augmente très largement avec l'impulsion transverse qui augmente, le rapport dépasse largement la valeur de 1 et d'autant plus pour les Ξ que pour les Λ puis, est à nouveau supprimé.

Partant de la figure du bas et en remontant, peut-on dire que l'on a une image potentielle de l'effet du volume sur la production de particules ? Il est entendu que ce n'est pas uniquement le volume qui distingue ces trois spectres mais il semblerait qu'entre (e) et les deux autres spectres il se produise un décrochement assez important pour les baryons étrange et multiétranges d'autant plus marqué, que la particule est étrange. Cela suggère, comme pour les taux de production intégrés, qu'un volume plus petit en p+p peut empêcher la formation de paires $s\bar{s}$ et par conséquent la formation des particules étranges résultant de leur association. Il s'agit là d'une hypothèse.

À titre d'information, nous avons représenté sur la figure 7.20, le rapport R_{AA} du spectre Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV de centralité 40-60% par rapport au spectre p+p à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV (figure du haut) et celui de centralité 60-80% par rapport au spectre p+p pour les

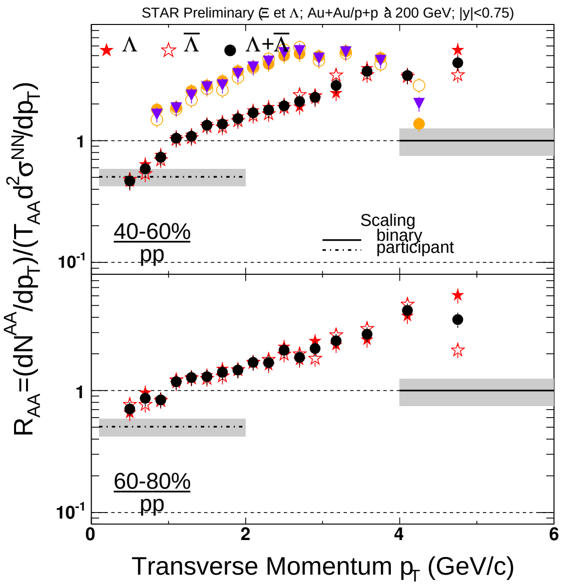


Figure 7.20 – Rapports R_{AA}(40-60%/pp) (haut) et R_{AA}(60-80%/pp) (bas) pour les Ξ^-(ronds gris), $\bar{\Xi}^+$(ronds vide), $\Xi^-+\bar{\Xi}^+$(triangles renversés), Λ (étoiles grises), $\bar{\Lambda}$ (étoiles vides) et $\Lambda+\bar{\Lambda}$ (ronds noirs) pour les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV.

particules (Λ et Ξ^-) et antiparticules ($\bar{\Lambda}$ et $\bar{\Xi}^+$) séparément et pour leur somme ($\Lambda+\bar{\Lambda}$ et $\bar{\Xi}^-+\bar{\Xi}^+$). Nous notons tout d'abord qu'il n'y a pas de différence fondamentale entre les particules et les antiparticules suggérant que leurs mécanismes de production en fonction de p_T ne doivent pas différer. Les rapports semblent croître avec l'impulsion et **nous ne notons pas de suppression apparente aux hautes impulsions suggérant que la suppression observée dans les hauts p_T de R_{AA}(0-5%/pp) est attribuable essentiellement à la physique qui se passe dans les collisions centrales où le plasma est attendu.**

7.2.3.4 Comparaison Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 62.4 et $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV

Pour finir sur la comparaison des densités de particules entre les baryons non étranges et les autres particules en fonction de la centralité (donc de la taille du système), nous nous sommes également intéressés à une comparaison avec l'énergie dans le centre de masse de la collision. C'est ce qui est représenté sur la figure 7.21. Les taux de production des Ξ^-(a) et $\bar{\Xi}^+$(b) pondérés par le nombre de participants et représentés par rapport au canal le plus périphérique dans les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 62.4 GeV sont comparés aux mêmes distributions pour les Ξ et antiprotons dans les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV. La discussion menée sur les facteurs d'augmentation d'étrangeté du paragraphe 7.2.3.2, nous a permis de constater que l'augmentation des taux de production des particules multiétranges avec la centralité de la collision semblait plus forte aux plus basses énergies ($\sqrt{s_{NN}}$ = 8.8 GeV) du SPS qu'à 17.3 GeV et 200 GeV au RHIC. Cette observation semble se confirmer ici également en comparant les données Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 62.4 et 200 GeV au RHIC. Les densités des Ξ^-et $\bar{\Xi}^+$semblent croître plus rapidement avec la centralité de la collision à 62.4 qu'à 200 GeV. **Cela suggère que la densité d'énergie accessible pour la for-**

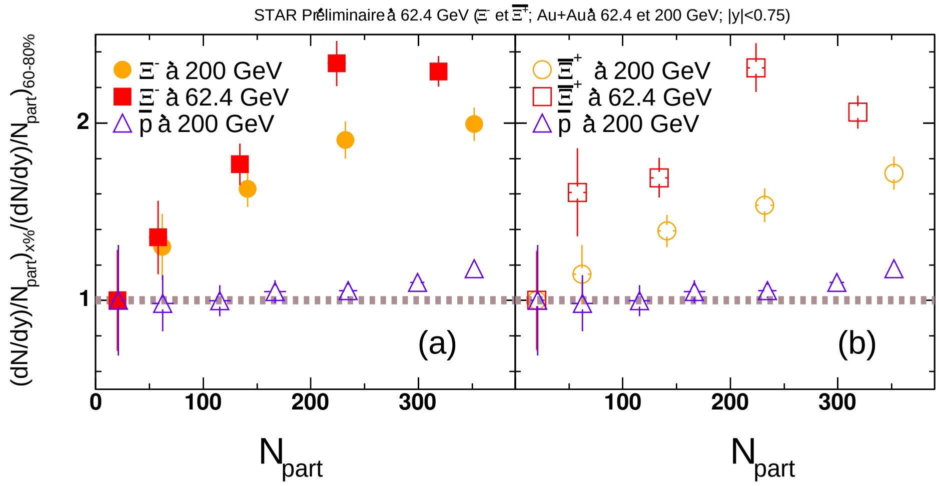


Figure 7.21 – Taux de production pondérés au nombre de participants et représentés par rapport au point le plus périphérique pour les Ξ^- à $\sqrt{s_{NN}}$ = 62.4 et $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV en (a) et pour les $\bar{\Xi}^+$ en (b). À titre de comparaison, les points pour les $\bar{p}$ à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV ont été représentés.

mation de particules augmente plus fortement avec la centralité dans le cas de systèmes moins énergétiques que plus énergétiques.

7.3 Quel volume pour l'étrangeté ? Quand la production d'étrangeté a-t-elle lieu ?

Nombreuses sont les raisons qui nous ont conduit à nous poser ces questions relatives au volume du système [Maju 03, LeRa 01, ?] : quelle quantité est la mieux adaptée pour quantifier le volume de l'interaction ? Cette quantité est-elle universelle dans la mesure où elle peut s'appliquer aux trois saveurs de quarks u, d et s ? Les particules étranges et non-étranges voient-elles le même volume alors qu'elles sont créées ?

Notre première motivation pour la rédaction de ce paragraphe repose sur les spectres en impulsion (masse) transverse. Les spectres obtenus pour les Ξ^-et $\bar{\Xi}^+$pour les trois systèmes Au+Au à 62.4 GeV, 200 GeV et d+Au à 200 GeV ont été montrés et brièvement discutés à la fin du chapitre 5. Ces spectres gouvernés par une forme exponentielle sont essentiellement constitués de particules qui se trouvent pour la plupart localisées dans un domaine de petites impulsions ($< 1.5-2$ GeV/c). Dans cette région en impulsion, les processus dominants de création de particules peuvent être qualifiés de “doux” et par opposition aux processus durs se produisant aux premiers instants de la collision. Ces processus doux interviennent après un certain temps alors que le système est formé d'un bain de partons en interaction. **On s'attend, a priori, à ce que les taux de production des particules soient proportionnels au volume du système créé. Ce volume de corrélation est communément supposé évoluer linéairement avec le nombre de participants.**

Une étude menée par C. Höhne pour la collaboration NA49 [Hohn 03] a montré un fort effet de la géométrie de la collision sur la production d'étrangeté montrant que les rapports

$<K^+> / < \pi >$, $<K^-> / < \pi >$ et $< \phi > / < \pi >$ obtenus dans les collisions centrales de petits systèmes C+C, Si+Si et S+S étaient supérieurs à ceux obtenus dans les collisions périphériques Pb+Pb de même énergie à nombre de participants équivalent. Cette étude a montré la non pertinence de N_{part} pour caractériser le volume de la réaction, mais par contre la pertinence entre autres du nombre de collisions N+N initiales. Même si cette étude conclut à la non pertinence de N_{part}, elle s'interroge cependant sur jusqu'à quel point une collision C+C ou Si+Si par exemple est équivalente à une collision Pb+Pb à nombre de participants équivalent - les physiques sous-jacentes à ces différents systèmes étant certainement très différentes.

Comme nous l'avons vu, il semblerait qu'un volume proportionnel à N_{part} dans le modèle de suppression canonique ne permette pas de reproduire rigoureusement les tendances observées sur les baryons multiétranges. De plus, les taux de production des baryons étranges ne montrent pas de proportionnalité au nombre de participants.

Nous avons tenté de trouver empiriquement une quantité commune aux baryons, mésons, étranges ou non, un facteur d'échelle susceptible de nous apporter de l'information sur les mécanismes de production de l'étrangeté. Les tentatives que nous avons faites ne reposent sur aucune prédiction théorique. Nous avons utilisé des paramètres expérimentaux disponibles ou des quantités déduites du modèle de Glauber (annexe A).

7.3.1 Tentatives empiriques de quantification du volume

Il existe peu de moyens à l'heure actuelle dans STAR pour extraire de l'information sur la source créée lors des collisions. Quantifier, par exemple, l'évolution de sa taille au cours du temps est aujourd'hui impossible. Seules les tailles finales du système peuvent être estimées par des corrélations de particules. C'est ce qui est fait par le groupe HBT[3]. Nous avons pu disposer des rayons de la source dans l'état final déterminés à partir des corrélations $\pi - \pi$ [Reti 04]. Les pions représentant l'essentiel des particules créées, considérer la taille de leur source peut représenter une première approximation du volume de la source. Trois paramètres de la source ont été exploités : R_{in}, R_{out} et R_{long}. Ils représentent les rayons de la source dans le plan de réaction (R_{in} et R_{long}) et dans le plan transverse (R_{in} et R_{out}). Sur les différents domaines de centralité étudiés, ces rayons s'étalent de 3 à 6.2 fm. Bien que la source ne soit pas sphérique sur les différents domaines de centralité qui ont été étudiés, en prenant le cas extrême d'une sphère, les rayons HBT donnent un volume minimal de source dans le cas des collisions les plus périphériques de $3\times3\times3$= 27 fm^3 et un volume maximal de $6.2\times6.2\times6.2$= 238.3 fm^3 dans le cas des collisions les plus centrales. En admettant que cette quantité soit au moins proportionnelle au volume, l'augmentation de cette observable avec la centralité de la collision (de 17 à 238.3) est moins importante que l'augmentation de N_{part} avec la centralité (de 21 à 352). L'augmentation du nombre de participants avec la centralité de la collision n'étant déjà pas suffisante pour expliquer l'augmentation des taux de production des Ξ avec la centralité, le volume extrait des rayons HBT y parviendra encore moins.

Nous avons ensuite essayé de quantifier le volume de la collision à partir de considé-

[3]Hanbury Brown-Twiss interferometry [HBT 56, **?**]

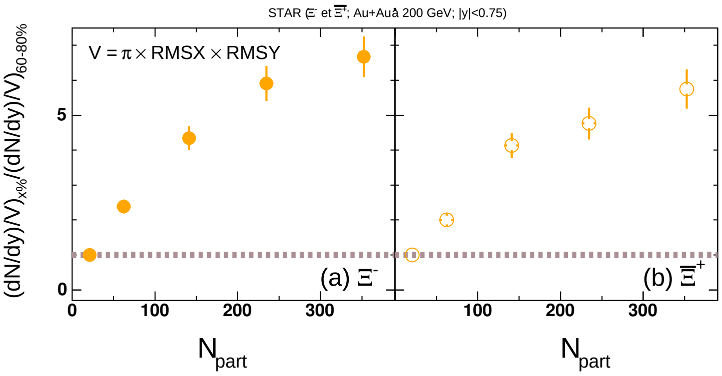


Figure 7.22 – (a) Taux de production intégrés des Ξ^-(rond plein) normalisés par le volume défini par $\pi\times$ RMSX $\times$ RMSY. (b) Même distribution pour les $\bar{\Xi}^+$(rond vide).

rations géométriques en nous appuyant sur le modèle de Glauber. Nous avons utilisé pour cela le profil de l'interaction dans le plan transverse (X,Y). En utilisant les RMSX et RMSY de ce dernier, nous avons pu avoir accès à une estimation de la surface d'interaction des noyaux dans le plan transverse de la réaction pour différentes tranches de centralité. Cette surface est en fait une ellipse ayant pour demi-grand axe RMSX et demi-petit axe RMSY conduisant à une surface S_T=$\pi\times RMSX\times RMSY$. Pour estimer le volume, nous avons multiplié cette quantité par 1 fm traduisant l'expansion du système suivant l'axe du faisceau. L'évolution de ce volume avec la centralité ne permet pas de rendre compte de l'évolution des baryons multiétranges comme cela est illustré sur la figure 7.22 pour les Ξ^- (a) et $\bar{\Xi}^+$ (b). On constate que la déviation de la proportionnalité à ce volume est très importante.

7.3.2 Proportionnalité avec N_{part} et N_{bin}

7.3.2.1 Distinction entre N_{part} et N_{bin}

Le nombre de participants est communément utilisé pour caractériser le volume du système formé au RHIC lors des collisions d'ions lourds. Les spectres en p_T étant dominés par les basses impulsions transverses (donc les processus doux), les taux de production de particules devraient être proportionnels au nombre de participants. Sur la figure 7.23 de gauche en (a), nous avons représenté les taux de production des $\bar{p}$ (triangles), $\bar{\Lambda}$ (carrés) et $\bar{\Xi}^+$ (ronds) pondérés par le nombre de participants et normalisés aux taux de production des collisions les plus périphériques en fonction du nombre de participants. Ce dernier nous permet de traduire les différents domaines de centralité étudiés.

Comme on s'y attend, le rapport des taux des $\bar{p}$ ne montre quasiment aucune dépendance avec la centralité de la collision ce qui traduit leur proportionnalité avec N_{part}, donc sans doute avec le volume du système pour chaque centralité. En revanche, les rapports des taux de production des $\bar{\Lambda}$ ne sont plus proportionnels au nombre de participants. Leur déviation de N_{part} est moins marquée que celle des $\bar{\Xi}^+$, dont la déviation de N_{part} est spectaculaire.

Nous avons ensuite réalisé la même étude sur les taux de production mais en ne normalisant plus ces derniers au nombre de participants, mais au nombre de collisions binaires (N_{bin}). Les collisions binaires p+p sont des processus durs et aléatoires associables aux premiers instants de la collision. Une proportionnalité des taux de production avec ce nombre de collisions binaires suggère que les mécanismes de leur production se sont déroulés plus tôt dans la collision donnant a priori lieu à la formation de particules lourdes ou de particules à haut p_T. La normalisation par N_{bin} des $\bar{p}$ (triangles), $\bar{\Lambda}$ (carrés) et $\bar{\Xi}^+$ (ronds) est représentée sur la figure 7.23 de gauche en (b). Comme on peut le voir, cette fois, ce sont les antiprotons qui dévient nettement de 1, les Λ un peu moins et les Ξ encore un peu moins. Il semblerait que plus la particule est étrange et plus elle dévie d'une proportionnalité par rapport au nombre de participants et se rapproche davantage d'une proportionnalité par rapport à N_{bin}.

Quelles conclusions tirer de cette observation ?

Il semblerait que le nombre de participants ne soit pas une observable adaptée pour traduire le volume que voient les baryons étranges et multiétranges. Il semblerait qu'une combinaison linéaire de ces deux quantités soit plus adaptée pour décrire le volume dans lequel se forment les multiétranges. Un certain nombre de questions se posent à ce stade de l'analyse. **Est-ce que N_{part} et N_{bin} sont des quantités pertinentes pour les baryons étrange et multiétranges ? En associant N_{part} à des processus de formation doux et N_{bin} à des processus plus durs, peut-on dire que l'étrangeté au même titre que les quarks plus légers est créée par des processus durs après un certain temps dans le plasma ? Ces constituants élémentaires ne peuvent-ils pas être créés plus tôt dans la collision, au même titre que les quarks charmés ou beaux ? Il n'y aurait alors pas un processus dominant de formation de l'étrangeté mais davantage une compétition entre les processus durs au tout début de la collision et des processus plus doux ensuite responsables de la formation des plus bas p_T des spectres en impulsion transverse.**

7.3.2.2 L'influence de p_T sur les taux de production

Pour tester cette hypothèse, nous avons extrait les taux de production intégrés des $\bar{\Xi}^+$ sur des domaines d'impulsion variés. Les taux de production présentés en fin de chapitre 6, sont les taux des Ξ obtenus et extrapolés par intégration sur tout le domaine en p_T ($0 \leq p_T < \infty$). De même, nous avons extrait les taux de production sur des domaines en p_T choisis. Deux des résultats obtenus sont présentés sur la figure 7.23 de droite en (a) et (b). Pour repère, les ronds représentent les taux des $\bar{\Xi}^+$ déjà représentés sur la figure de gauche correspondant aux taux intégrés sur tous les p_T. Les carrés sur la figure de droite montrent les taux obtenus en intégrant les spectres uniquement sur le domaine de p_T accessible expérimentalement, donc le domaine de p_T mesuré. Pour les Ξ à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV, cela correspond au domaine $0.7 < p_T < 6$ GeV/c. Finalement, les triangles correspondent aux taux obtenus en ne considérant que les Ξ ayant un $p_T > 1.2$ GeV/c. Nous nous intéressons uniquement aux tendances suivies par les différents points, par conséquent, pour plus de clarté, les barres d'erreur ne sont pas représentées sur cette distribution. Cette figure est en accord avec ce qui vient d'être énoncé. L'exclusion des plus bas p_T dans la détermination des taux de production a pour effet d'écarter encore davantage les taux de production des Ξ d'une proportionnalité par N_{part} et ramène davantage ces derniers vers une proportionnalité par N_{bin}. Plus on monte en p_T et plus cette tendance est observée même si les barres d'erreurs sont plus grandes.

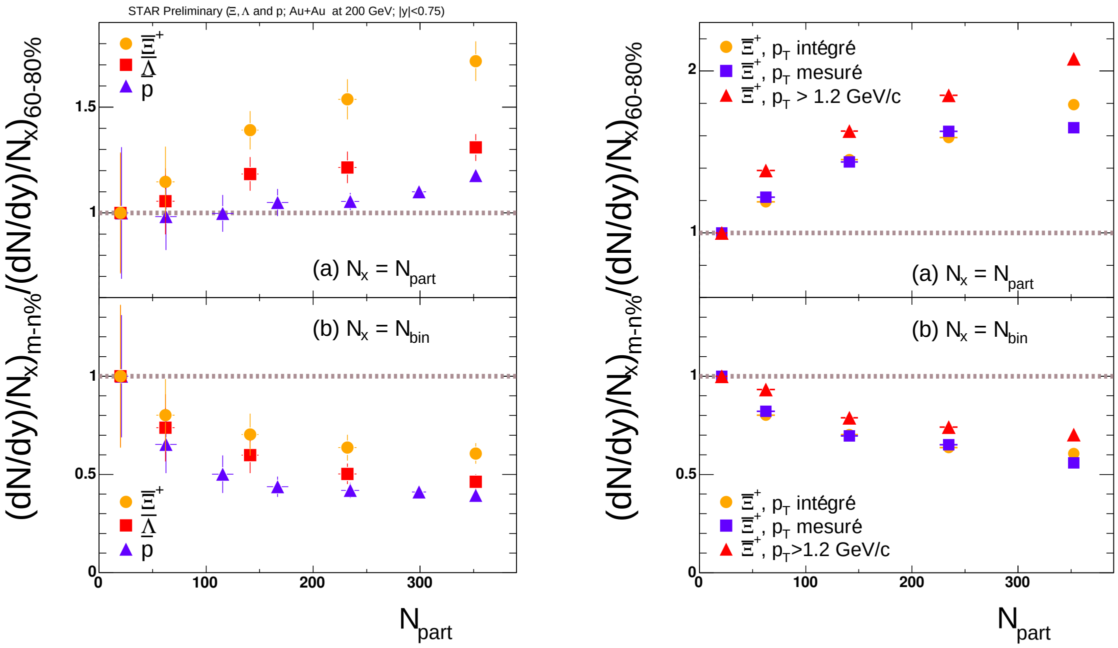


Figure 7.23 – Gauche : taux de production intégrés finals des $\bar{p}$ (triangle), $\bar{\Lambda}$ (carré), $\bar{\Xi}$ (rond) normalisés au nombre de participants (a) et au nombre de collisions binaires (b). Droite : mêmes distributions uniquement pour les $\bar{\Xi}$ mais les taux de production ont été déterminés soit sur $0 < p_T < \infty$ (rond), soit sur le domaine de p_T mesuré de $0.7 < p_T < 6$ GeV/c (carré), soit pour un $p_T >$1.2 GeV/c (triangle). Les barres d'erreur ne sont pas représentées, seule la tendance de ces points nous intéresse. Remarque : les cercles pleins de la figure de droite ne correspondent pas exactement aux cercles pleins de la figure de gauche car les spectres qui ont été utilisés pour mener cette étude ne sont pas les spectres finals dont la figure de gauche a été extraite. Cela ne modifie en rien la conclusion de cette étude.

7.3.2.3 *Une combinaison linéaire et une dépendance en p_T*

Pour poursuivre cette investigation (paragraphe 7.3.2.1), les taux de production des particules accessibles dans STAR ont été normalisés par une combinaison linéaire de N_{part} et de N_{bin}. Cette dernière n'a pas été choisie au hasard mais en fonction du contenu en quarks de chaque particule. Il a été supposé que les quarks légers évoluent comme N_{part} et les quarks étranges comme N_{bin}.

De là, est né le facteur de proportionnalité : $((N_q/N_{Tot})*N_{part}+(N_s/N_{Tot})*N_{bin})$ (1), où N_q et N_s représentent les contenus en quarks légers et étranges respectivement des particules incluses dans la normalisation. Par exemple, pour un Λ(uds), on a la normalisation 2/3* N_{part}+1/3*N_{bin} ; pour le Ξ(ssd), la normalisation 1/3N_{part}+2/3N_{bin}.

C'est ce qui est représenté sur la figure 7.24. Sur la figure de gauche tout d'abord, les taux de production des K^0_s, $\bar{p}$, Λ, $\bar{\Lambda}$, Ξ^-, $\bar{\Xi}^+$, Ω^-, $\bar{\Omega}^+$et ϕ pondérés au nombre de participants normalisés cette fois au taux de production dans le domaine de centralité le plus central pour inclure les Ω dans la figure ont été représentés en fonction de la centralité. Comme sur la figure 7.23, on constate que plus la particule est étrange et plus elle dévie d'une proportionnalité par N_{part}. Lorsque les taux sont ensuite pondérés par une combinaison de N_{part} et N_{bin} $((N_q/N_{Tot})*N_{part}+(N_s/N_{Tot})*N_{bin})$, la figure 7.24 de droite est obtenue. Il semblerait que pour l'ensemble des particules, les distributions obtenues sont relativement

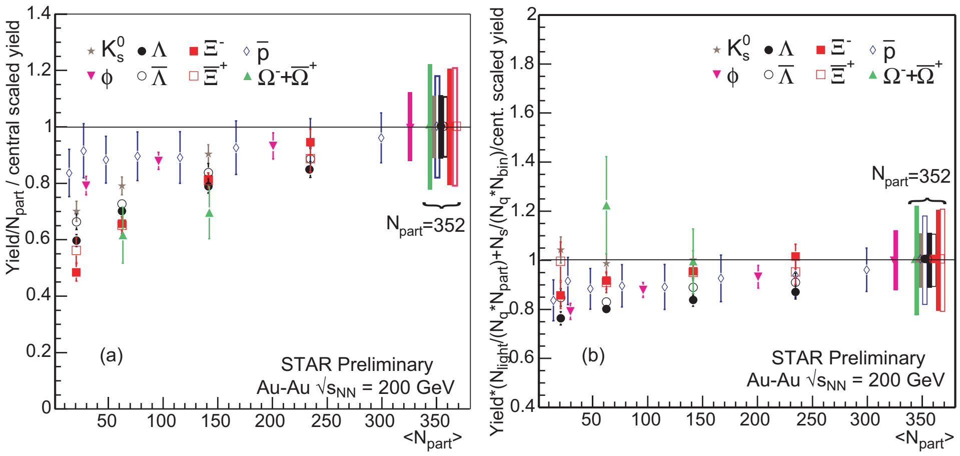


Figure 7.24 – (a) Taux de production intégrés normalisés au nombre de participants et pondérés par le canal le plus central. (b) Taux de production intégrés normalisés par une combinaison linéaire de N_{part} etN_{bin} qui dépend du contenu en quarks légers et s de chaque particule [Cain 04].

“plates” en fonction de la centralité et atteignent presque la valeur de 1 suggérant une proportionnalité des taux de production avec la quantité (1).

Cette recherche de dépendance est empirique et il semble légitime de se demander si cette dernière a un sens et cela d’autant plus que N_{part} et N_{bin} que nous avons utilisés sont extraits d’un modèle de Glauber. Qu’est-ce qu’une telle dépendance pourrait signifier ? Dans l’optique de ce qui a été dit précédemment, cela suggère que les quarks étranges davantage reliés à N_{bin} pourraient provenir de processus durs aux premiers instants de la collision davantage que de processus plus doux qui interviennent plus tard dans la collision. Il s’agit là bien évidemment d’une hypothèse sans rigueur ni justification théorique. Il serait intéressant d’inclure de plus une dépendance en impulsion transverse des taux de production pour obtenir une meilleure proportionnalité à 1 avec la centralité de la collision.

7.3.3 Énergie transverse

Nous avons terminé cette étude qualitative de paramétrisation du volume de la collision en représentant les taux de production des Ξ^-, $\bar{\Xi}^+$, Λ et $\bar{\Lambda}$ en fonction de l’énergie transverse de la collision comme le montre la figure 7.25. On observe ici que les Λ et les Ξ dévient moins de la proportionnalité à l’énergie transverse qu’ils ne dévient du nombre de participants. Même si l’énergie transverse améliore légèrement la proportionnalité que nous cherchons à obtenir, cette dernière ne nous semble pas pertinente pour quantifier le volume “vu” par l’étrangeté lors de sa formation si la recherche d’un volume a un sens.

7.4 Conclusion sur ce chapitre

Ce chapitre nous a permis de discuter la physique associée à l’amplitude des spectres en impulsion (masse) transverse des Ξ^-et $\bar{\Xi}^+$en fonction de la centralité de la collision, de la taille des systèmes mis en jeu ainsi que de l’énergie des collisions dans le centre de masse.

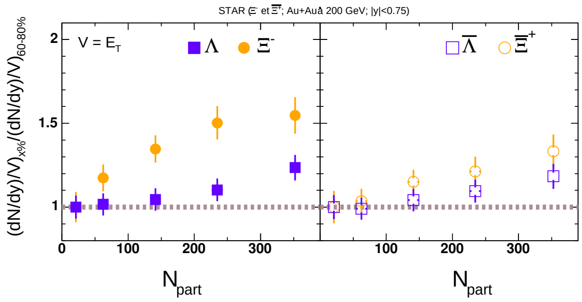


Figure 7.25 – (a) Taux de production intégrés des Λ (carré plein) et Ξ^-(rond plein) normalisés par l'énergie transverse (tableau 3.6). (b) Même distribution pour les $\bar{\Lambda}$ (carré vide) et les $\bar{\Xi}^+$(rond vide).

Nombreux sont les modèles dont on dispose actuellement capables d'expliquer au moins ponctuellement une observation physique. Le modèle idéal devrait comprendre toutes les composantes physiques susceptibles de prédire l'ensemble des phénomènes observés de manière à converger vers une unification des phénomènes physiques entrant en jeu pour décrire les collisions. Un tel modèle n'existe pas à l'heure actuelle et il ne pourra exister que lorsque que les expériences elles-mêmes convergeront complètement vers les mêmes observations. Tout ce que nous pouvons faire en l'état actuel des choses est d'essayer de trouver une cohérence et pas trop de désaccords entre les différents phénomènes observés.

Nous avons étudié l'augmentation de la production d'étrangeté dans le cadre de modèles hadroniques, statistiques et de suppression canonique. Initialement, l'augmentation de la production d'étrangeté dans de gros systèmes susceptibles de former un PQG par rapport à des plus petits systèmes ne possédant pas les conditions requises sa formation avait été proposée comme signature décisive de la formation du PQG.

Une étude des taux de production avec la centralité nous a tout d'abord montré que les taux semblent évoluer continûment des collisions d+Au à Au+Au et ne présentent pas de décrochement particulier entre ces deux systèmes. Cette observation a suggéré que si le système est passé par un état de plasma, donc que si ce dernier a subi un changement d'état, il est possible que ce dernier soit de type *crossover*, il faudrait pouvoir étudier l'effet des fluctuations sur cette évolution. Toutefois, ils semblerait que certains modèles hadroniques (le modèle DPM) parviennent à expliquer l'évolution des taux des baryons multiétranges en fonction du nombre de participants.

Toutefois, quand on observe cette fois l'évolution des taux par rapport aux collisions p+p, il semblerait qu'un décrochement apparaisse et d'autant plus marqué que les particules sont étranges, comme cela avait été prédit dans le cas de la formation d'un plasma.

Cependant cette observation préliminaire est très dépendante des données du RHIC pour les collisions p+p et d+Au qui sont encore trop préliminaires et pas suffisamment maîtrisées pour dresser des conclusions définitives. Les données Au+Au, plus sûres montrent cependant une augmentation des taux de production avec la centralité et d'autant plus marquée que la particule est étrange en accord avec les prédictions de J. Rafelski et B. Müller. Peut-on alors affirmer que l'on met bien en évidence une augmentation nette d'étrangeté ? Et si cette augmentation existe bien, le système obtenu dans les collisions centrales est-il équilibré chimiquement ?

Les modèles statistiques et l'évolution de γ_s avec la centralité de la collision tendent à montrer qu'il l'est, au moins dans les collisions les plus centrales. Une étude des rapports de particules formées à RHIC dans le cadre de modèles statistiques, que ces derniers supposent ou non l'équilibre hadronique dans la phase hadronique qui suivrait le plasma, semble montrer que l'équilibre chimique a été atteint dans la phase de plasma au moins pour les collisions les plus centrales et que les collisions inélastiques donc l'hadronisation semblent se terminer à une température variant en fonction des modèles entre 140 et 165 MeV. Cette température est très proche de la température critique de changement d'état prédite par les calculs de QCD sur réseau : $T_c \sim$150-170 MeV (chapitre 1). Que T_{ch} soit proche de T_c suggère fortement que le système n'a pu que passer par une phase excitée aux degrés de liberté partonique précédent T_c. Le système se refroidissant alors, en effet, subit successivement une transition de phase vers un état de hadron à T_c, jusqu'au FO chimique supposé où la production hadronique cesse.

Plutôt que de parler d'augmentation d'étrangeté, le modèle de suppression canonique propose d'expliquer le saut observé entre les taux de production en Au+Au par rapport aux taux en p+p par une suppression de la production d'étrangeté dans les petits systèmes où l'espace des phases disponible est très réduit. Cette hypothèse est séduisante et a priori doit jouer pour expliquer en partie les comportements des taux de production que nous observons. Cependant, ce modèle n'est pas capable d'expliquer l'augmentation très marquée des taux que l'on observe avec la centralité de la réaction, augmentation d'autant plus importante que la collision est peu énergétique. Le nombre de participants, finalement, n'est peut-être pas la quantité la mieux adaptée pour quantifier le volume accessible à l'étrangeté lors de sa formation.

Notre sentiment à la suite de cette première étude est que l'étrangeté et son apparente augmentation ne semblent pas suffisantes pour montrer, seules, la formation d'un plasma en laboratoire. Conclure ou non quant à sa formation doit passer par la mesure d'autres observables dont certaines vont être discutées à présent, toujours par l'intermédiaire des baryons doublement étranges. Ces derniers cependant sont fort intéressants pour étudier les propriétés du nouvel état de la matière formée au RHIC. Cette dernière, chaude, semble atteindre l'équilibre chimique. Nous allons étudier certaines de ses propriétés dynamiques et sa possible composition dans le chapitre suivant.

L'étude de la proportionnalité des taux avec N_{part} et N_{bin} suggère que l'étrangeté peut être le fruit d'une compétition entre des processus durs du début de la collision et des processus plus mous qui interviendraient ensuite. Processus durs et processus mous répartiraient ainsi les Ξ produits sur différents domaines d'impulsion transverse. Nous nous proposons dans le chapitre suivant d'étudier les mécanismes de production les mieux adaptés aux différents domaines d'impulsion transverse traversés. Encore une fois, un modèle idéal devrait être capable de reproduire les spectres en impulsion transverse des particules sur plusieurs ordres de grandeur.

Nous nous poserons également la question de savoir ce qui se passe après le FO chimique entre les particules. Ces dernières connaissant déjà un équilibre chimique au moins à T_{ch}, est-il envisageable alors qu'elles passent par un deuxième état d'équilibre où cette fois ce sont leurs propriétés cinématiques qui se figent ? Autrement dit, traversent-elles un deuxième FO, cette fois, dit "cinématique" où les collisions inélastiques cessent et si c'est le cas, quelles en sont ses propriétés ?

CHAPITRE 8

La dynamique de la réaction

Le Colibri thalassin
Colibri thalassinus

Nous venons d'étudier certaines des caractéristiques chimiques de la matière créée au RHIC en partant des spectres en impulsion (masse) transverse des Ξ^-et $\bar{\Xi}^+$. Dans ce chapitre, nous en exploitons la **forme**. Il semblerait que la matière créée au RHIC, au cours de son refroidissement, passe par un état d'équilibre chimique et finisse son hadronisation à une température de 140-160 MeV légèrement supérieure à la température critique de changement d'état d'un PQG à un gaz de hadrons. Quel est alors le sort des particules après le *freeze-out* (FO) chimique ? Éclatent-elles de manière isotrope et en déséquilibre total, comme certains modèles statistiques le préconisent ou, au contraire, subissent-elles un deuxième état d'équilibre dans lequel on s'attend cette fois, à ce que les interactions élastiques cessent et que les particules acquièrent les propriétés cinématiques qui les caractérisent au moment où elles traversent les détecteurs ? Ce deuxième état d'équilibre supposé est appelé **FO cinétique** (chapitre 3).

En exploitant certaines propriétés des baryons multiétranges et la propriété d'additivité du flot des particules, nous tenterons d'apporter une interprétation originale à ces interrogations. Nous profiterons de cette discussion pour faire un parallèle entre les résultats récents de la collaboration STAR sur la mesure du flot elliptique de baryons multiétranges et nos résultats relatifs à l'exploitation de la forme des spectres en impulsion (masse) transverse de Λ, Ξ et Ω. Préalablement à cette étude, la motivation de ce chapitre étant l'extraction d'informations sur la dynamique de la réaction et sur les mécanismes de production des particules, nous nous placerons aux premiers instants de la collision pour discuter des effets du pouvoir d'arrêt de la réaction et du transport de baryons sur les taux de production et rapports de particules. Nous nous attarderons ensuite sur le facteur de modification nucléaire (R_{CP}) des hypérons Λ, Ξ, Ω avec pour objectif d'étudier les mécanismes de production des particules sur tout le domaine d'impulsion transverse accessible expérimentalement.

Afin d'analyser la dynamique de la collision, nous avons choisi de suivre cette dernière chronologiquement depuis ses premiers instants jusqu'à la propagation vers le détecteur des particules créées. Tout d'abord, nous utilisons les rapports (antihypérons étranges) / (hypérons étranges) et les spectres en rapidité de ces derniers pour comprendre comment les protons et neutrons sont transportés du faisceau au domaine de mi-rapidité en fonction de l'énergie de la collision. Nous avons en partie discuté des effets du pouvoir d'arrêt sur les distributions en rapidité des particules dans le chapitre 3, nous y revenons ici dans le cas des baryons multiétranges. Une augmentation de l'énergie disponible dans le centre de masse peut considérablement changer les distributions en rapidité des particules et, de ce fait, la physique sous-jacente à la production de ces mêmes particules.

8.1 Transport des baryons

Le nombre baryonique, grandeur qui doit être conservée au cours d'une réaction, est porté par les nucléons des noyaux interagissant. Cependant, on ne sait toujours pas clairement aujourd'hui comment ce nombre baryonique se transporte de l'état initial à l'état final. On peut tenter de répondre partiellement à cette interrogation en étudiant la façon dont ce nombre se distribue sur toute la région de la collision quantifiée généralement par sa rapidité mais cela uniquement dans l'état final.

Aux énergies du RHIC, les hautes rapidités sont essentiellement peuplées de restes de nucléons des faisceaux initiaux. Il est donc logique de penser que les particules créées lors de la collision restent localisées dans les rapidités centrales, région où la densité nette de baryons devrait tendre vers zéro.

8.1.1 Exploiter la rapidité

Plaçons-nous à mi-rapidité. Sur la figure 7.1 (en bas) du chapitre précédent, l'évolution des rapports antibaryon/baryon en fonction de l'énergie de la réaction dans le centre de masse montre qu'il y a une transition douce entre le domaine de basse énergie dominé par la présence de baryons par rapport aux antibaryons et la région de plus haute énergie où l'état "densité nette de baryons proche de zéro" est presque atteint. Au RHIC à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV, il semblerait qu'environ 1.6 TeV apparaisse dans un domaine de pseudorapidité -1 $< \eta <$1 [Back 04], ce qui signifie qu'une quantité d'énergie très importante est disponible à mi-rapidité pour la formation de matière, d'antimatière et d'étrangeté. Cependant, toute l'énergie disponible n'est pas concentrée dans cette petite région mais s'étend sur plusieurs unités de rapidité. Il est intéressant à ce propos d'étudier les distributions "globales en rapidité".

8.1.1.1 Rapidité et transport

Cette étude a été menée par la collaboration NA49 pour des collisions Pb+Pb à différentes énergies : $\sqrt{s_{NN}}$ =7.6, 8.8, 12.3 et 17.3 GeV [Meur 04]. Cette mesure en rapidité n'est pas possible actuellement dans STAR en particulier pour les baryons multiétranges. Leur reconstruction et identification, en effet, nécessitent l'utilisation de la TPC d'acceptance limitée[1] (cf. chapitre 3). L'étude de la collaboration NA49 montre une évolution très nette des distributions en rapidité des Λ qui, à basse énergie, s'apparentent à des gaussiennes et qui, au fur et à mesure que l'énergie augmente, ont tendance à "s'étaler" en rapidité. Ce comportement pour les Ξ et Ω est très différent dans la mesure où leurs distributions restent piquées à rapidité centrale quelle que soit l'énergie.

Cette observation met clairement en évidence les effets de transport de baryons depuis les faisceaux. Aux plus hautes énergies du SPS, les Λ porteurs de deux quarks légers peuvent être formés à rapidité un peu plus élevée que les Ξ. Et il en est de même entre les Ξ porteurs d'un quark léger et des Ω complètement étranges. Cela semble donc bien mettre en évidence que l'étrangeté est un produit de la réaction essentiellement formé à mi-rapidité et qu'elle est peu transportée dans la collision.

En revanche, aux énergies du RHIC, en moyenne, les nucléons des noyaux sont déplacés de deux unités de rapidité et cela se traduit par deux pics à haute rapidité (cf. chapitre 3). À plus basses énergies, cela correspond à un transport de baryons à mi-rapidité où le pouvoir d'arrêt est de plus en plus important à mesure que l'on diminue l'énergie de la collision.

Sur la figure 8.1, nous avons représenté le rapport $\bar{\Xi}^+/\Xi^-$ à mi-rapidité en fonction de la centralité de la collision pour les systèmes Au+Au (ronds) et d+Au (carrés) à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV et Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 62.4 GeV (étoiles). Il est intéressant de noter que pour une énergie donnée, ce rapport est plat avec la centralité de la collision et qu'il est plus petit à $\sqrt{s_{NN}}$ = 62.4 qu'à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV. Cela suggère que c'est l'énergie et non le nombre de participants qui détermine la fraction de baryons transportés par rapport aux paires $q\bar{q}$ créées.

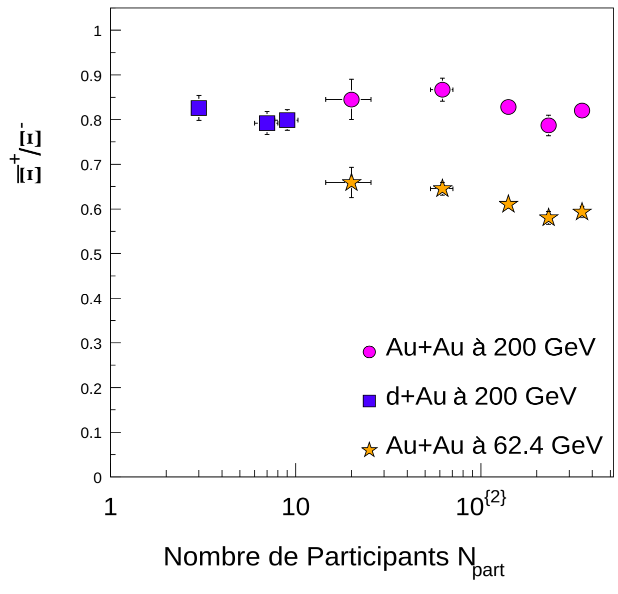


Figure 8.1 – Rapport $\bar{\Xi}^+/\Xi^-$ en fonction de la centralité pour les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV (ronds) et $\sqrt{s_{NN}}$ = 62.4 GeV (étoiles) et d+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV (carrés).

[1]Notons toutefois l'analyse menée actuellement par un membre de la collaboration STAR sur la mesure des Λ aux grandes rapidités en exploitant les FTPC [Simo 05].

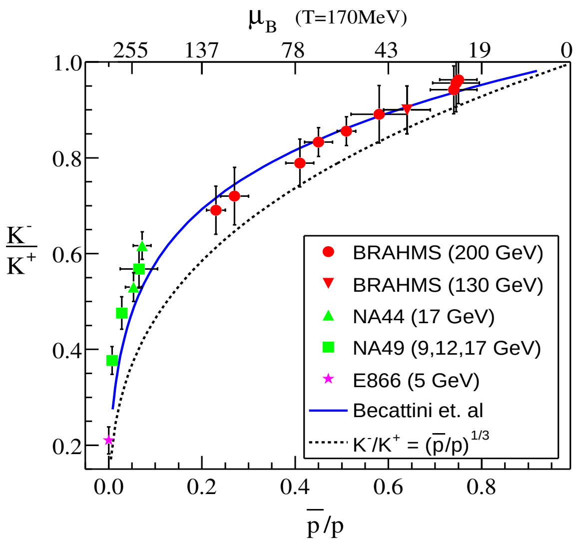


Figure 8.2 – Évolution des rapports K^-/K^+ en fonction des rapports $\bar{p}/p$ avec l'énergie du système aux énergies de l'AGS (E866) [Ahle 99], du SPS (NA44 [Bear 97] et NA49 [Afan 02, Bach 99]) et du RHIC [Bear 03]. La ligne continue indique les prédictions du modèle statistique [Becc 01] et les pointillés, la tendance donnée par une relation simple entre deux rapports [Brah 04].

8.1.1.2 Une correspondance énergie ⇔ rapidité ?

Une autre manière d'étudier la façon dont le nombre baryonique se répartit lors des collisions est de regarder la corrélation qui existe entre le rapport K^-/K^+ et le rapport $\bar{p}/p$ pour différentes énergies de collisions et différents domaines de rapidité comme cela est présenté sur la figure 8.2, extraite du *White paper* de BRAHMS [Brah 04]. On note une corrélation des rapports qui augmentent vers 1 (diminution du nombre net de baryons $\Leftrightarrow \mu_B \rightarrow 0$) avec l'énergie qui augmente. Nous ne commentons pas les différentes distributions représentées sur cette figure. Notons toutefois qu'un modèle statistique [Becc 01] faisant l'hypothèse d'une température de FO chimique de T = 170 MeV, reproduit bien la corrélation des rapports. Cela suggère que "chimiquement", les systèmes mesurés par BRAHMS au RHIC dans les domaines de grandes rapidités (ronds au centre de la figure) sont proches du milieu formé au SPS à mi-rapidité à 17.3 GeV (BRAHMS et NA49 se rejoignent sur la courbe). Il y aurait donc équivalence à étudier le résultat d'une collision à mi-rapidité au SPS et à grande rapidité au RHIC. À une énergie donnée et pour un type de collision donné, il suffirait donc de se déplacer en rapidité pour voir des systèmes de chimie différente.

8.2 Mécanismes de production

Cette partie est consacrée à une discussion sur les mécanismes de production des particules aux énergies du RHIC à partir de l'étude du facteur de modification nucléaire R_{CP} qui a été défini au chapitre 2 comme le rapport des spectres des particules obtenus dans les collisions centrales par rapport aux spectres obtenus dans les collisions périphériques et normalisés respectivement au bon nombre de collisions binaires. Nous mènerons en parallèle une discussion sur R_{CP} et une discussion sur les mesures récentes du flot elliptique des baryons multiétranges réalisées par la collaboration STAR. Bien que l'analyse sur le flot elliptique ne fasse pas partie de notre travail de thèse, l'apposer au R_{CP}, compte tenu de leurs grandes similitudes de comportement, est riche d'informations.

8.2.1 Les effets de l'état final et de l'état initial

8.2.1.1 État final

En faisant l'hypothèse que le système passe par un état de quarks déconfinés, nous nous interrogeons sur la manière dont les partons interagissent ensuite pour former les hadrons. Au RHIC, les collisions nucléaires sont étudiées, entre autres, par l'intermédiaire de phénomènes se produisant lors de leurs premiers instants. Les produits des diffusions de partons de grande impulsion transverse sont d'un intérêt particulier. Lors des collisions p+p, les partons ayant interagi durement fragmentent en jets de hadrons. Ils sont la première source de production de hadrons de haut p_T, typiquement au-delà de 2 GeV/c. Lors des collisions d'ions lourds, les diffusions dures se produisent aux premiers instants, bien avant la formation potentielle du PQG, de telle sorte que les partons "durs" des premiers instants vont être ensuite confrontés à la matière dense créée. Cela devrait se traduire par une forte interaction des partons avec cette matière dans laquelle ils devraient perdre de l'énergie par radiation gluonique [GyPl 90, BDPS 95, GVWZ 03]. Ce phénomène devrait avoir plusieurs conséquences sur les observables expérimentales. L'observation la plus directe de ce phénomène est une diminution des taux de production de hadrons à haut p_T [WaGy 92, Wang 97, Arle 02, JJMS 03]. Il a été prédit que la perte d'énergie par bremsstrahlung gluonique devrait être beaucoup plus conséquente dans un milieu déconfiné de charges de couleur que dans une matière hadronique [BDPS 95, BDMPS 97, BDMS 98, BSZ 00], faisant de la "**suppression des jets**" (le "*jet quenching*") une signature potentielle de la formation du PQG.

Pour quantifier ce phénomène, il est nécessaire de fixer une **référence** capable de donner le spectre en impulsion transverse d'une particule formée lors d'une collision A+A **en l'absence de ces effets de milieu**. Cette référence est donnée par les spectres des collisions p+p que l'on multiplie par le nombre de collisions binaires. On étudie alors le facteur de modification nucléaire R_{AA} défini au chapitre 2.

En l'absence d'effets nucléaires et en l'absence de perte d'énergie, le rapport R_{AA} devrait être égal à l'unité dans le domaine des hautes impulsions où les collisions élémentaires N+N devraient dominer. Une diminution du rapport aux hautes impulsions devrait refléter les effets du milieu dense donc les effets de l'état final [Adco 01b, Adle 01a].

8.2.1.2 État initial

Cependant, un certain nombre d'autres processus relatifs à l'état initial, sont susceptibles de modifier R_{AA}.

- Certains nucléons des noyaux ayant initialement une impulsion transverse nulle ou faible peuvent subir plusieurs collisions élastiques douces avant de contribuer à la formation d'un hadron de sorte qu'ils gagnent de l'impulsion transverse. Ce phénomène d'interactions multiples d'autant plus concevable que l'on se trouve dans un milieu riche en nucléons est communément appelé l'**effet Cronin** [Antr 79, KKT 03, Acca 04], effet visible à la fois lors de collisions d+Au et Au+Au. C'est un effet nucléaire. Le gain en impulsion des nucléons interagissant dans l'état initial a pour conséquence de conférer aux hadrons formés une impulsion supérieure à celle qu'ils auraient eue si le milieu n'avait pas été suffisamment riche en nucléons (collisions p+p par exemple). En comparant ainsi le spectre A+A à p+p par l'intermédiaire de R_{AA}, ce dernier devrait croître avec $p_T$et peut devenir supérieur à 1 dans le cas d'une domination de l'effet Cronin sur la production hadronique.
- Un autre processus de l'état initial susceptible de modifier R_{AA} est le phénomène d'"**ombrage**" ou de *shadowing* [Aube 83]. L'effet d'ombrage intervient au niveau des fonctions de structures des quarks et antiquarks dans les noyaux. Ces distributions ont été pour la première fois mesurées dans les expériences de diffusion profondément inélastique (DIS pour l'équivalent anglais "*deap inelastic scattering*") lepton-noyau. Ces expériences ont montré que les densités de partons dans les protons libres sont considérablement modifiées quand les protons sont liés dans des noyaux [Aube 87]. Cette modification serait très dépendante de la fraction d'impulsion x emportée par le parton et de Q^2 (carré de l'impulsion Q transférée). Ces effets d'ombrage devraient se traduire par une diminution du rapport de modification nucléaire R_{AA} (rapport inférieur à 1) dans le domaine des petits x, c'est à dire à basse impulsion transverse ou dans le domaine de grande rapidité. R_{AA} devrait également être assez fortement supprimé pour des collisions de grande énergie (grand Q^2).
- L'effet Cronin n'entre pas en compétition avec la suppression de R_{AA} attendue dans le cas de la formation d'un plasma. En revanche, il existe un autre effet nucléaire de l'état initial qui est susceptible de rentrer en compétition pour expliquer la suppression des hadrons : la formation d'un **Color Glass Condensate** (CGC). Ce dernier a été initialement proposé pour expliquer la suppression observée au RHIC de la production de particules dans les collisions centrales dans le domaine des hauts p_T (mesurée par l'intermédiaire de R_{AA}). Il s'avère en fait que ce phénomène est susceptible d'exister dans les domaines de petits x soit dans le domaine de faibles impulsions transverses ou dans les domaines de grandes rapidités [Grib 83, Muel 86, IaMc 01]. Les conséquences de sa formation seraient une suppression du R_{AA} dans le cas de collisions A+A et d+A et, dans le cas de systèmes moins denses, une diminution claire sur tout le domaine de p_T et pour des grandes rapidités. Cette diminution serait due à un espace des phases initial saturé en gluons qui aurait pour conséquence de réduire les sections efficaces des processus semi-durs, permettant une production moins facile de hadrons [Grib 83]. La propriété de saturation du CGC détermine l'entropie maximale qui peut être produite dans une collision A+A pour une énergie donnée. Le CGC est étroitement lié au principe de *shadowing* dans la mesure où comme pour ce dernier, ce sont les faibles p_T qui devraient être le plus touchés aussi bien en d+Au qu'en Au+Au.

Vitev et Guylassy [Vite 02] ont prédit la façon dont ces phénomènes devraient intervenir entre le SPS où a priori l'effet Cronin devrait dominer (R_{AA} des π^0 croît en fonction de p_T), le RHIC où les effets Cronin, de *Shadowing* ainsi que la perte d'énergie des jets devraient entrer en compétition (R_{AA} des π^0 plat avec p_T) et le LHC où la perte d'énergie devrait dominer. Les résultats expérimentaux qui ont mis en valeur ces phénomènes dans le cas des π^0 sont accessibles dans [Adco 02b, Adco 03].

Il a fallu trouver une alternative expérimentale pour distinguer ce qui, de la saturation de gluons (ou du *shadowing*) ou de la formation d'un milieu dense dans l'état final, est responsable de la suppression observée de R_{CP} (R_{AA}) aux hautes impulsions. Ce contrôle est réalisable en comparant les résultats Au+Au aux données d+Au. Dans le cas d+Au, les effets de l'état initial devraient être isolables dans la mesure où, même si un plasma y était créé, il serait trop ténu pour entraîner une forte suppression. Dans ce cas, l'effet du CGC (ou du *shadowing*) serait majoritaire.

8.2.2 Observations expérimentales

Notre travail de thèse ne portant pas sur l'analyse des collisions p+p, plutôt que d'étudier le rapport R_{AA}, nous nous sommes intéressés à l'évolution du rapport, R_{CP}, du spectre obtenu lors des collisions Au+Au centrales et du spectre obtenu dans les collisions Au+Au plus périphériques, rapport défini par l'équation 2.2. L'étude du rapport central sur périphérique permet de s'affranchir d'un certain nombre d'incertitudes liées au détecteur et à la façon de sélectionner les événements.

En étudiant arbitrairement un rapport plutôt qu'un autre, on suppose que les informations portées par les deux rapports sont équivalentes, c'est-à-dire que si un rapport montre une suppression ou une augmentation, il en sera de même pour l'autre rapport. Cette supposition repose sur l'idée que les collisions p+p, d+Au et périphériques Au+Au sont similaires dans le sens où un milieu dense n'y est pas créé. Notons toutefois que ces deux systèmes ne sont pas complètement équivalents (paragraphe 7.2.3.3).

Sur la figure 8.3, les R_{CP}(0-5%/40-60%) (haut) et R_{CP}(0-5%/60-80%) (bas) normalisés aux bons nombres de collisions binaires pour les $\Xi^-+\bar{\Xi}^+$ sont représentés ainsi que le R_{CP}(0-5%/40-60%) (haut) de $\Omega^-+\bar{\Omega}^+$ [Suir 04] pour les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV. Ces spectres sont comparés aux données publiées pour les $\Lambda + \bar{\Lambda}$ et K^0_S [Sore 04a].

Sur ces spectres, trois domaines d'étude sont distingués. Il semblerait tout d'abord que, partant du domaine grisé aux faibles p_T (proportionnalité au nombre de participants) , R_{CP} commence à croître jusqu'à p_T ~2-3 GeV/c, sature alors, pour rechuter au-delà de 2.5-3.5 GeV/c. Nous distinguerons par la suite trois domaines : (8.2.2.1) la région des basses impulsions ($p_T < 2$ GeV/c), (8.2.2.2) celle des plus hautes impulsions ($p_T > 5$ GeV/c, cependant dès $p_T \sim 3$ GeV/c des phénomènes attribués aux hauts p_T sont observés) et (8.2.2.3) le domaine des impulsions transverses intermédiaires ($2 < p_T < 5$ GeV/c). Notons toutefois que le domaine des hautes impulsions au RHIC correspond à un domaine de relativement basses impulsions au LHC.

Le flot elliptique v_2 (défini au chapitre 2) des baryons multiétranges $\Xi^-+\bar{\Xi}^+$ainsi que celui de $\Omega^-+\bar{\Omega}^+$sont présentés sur la figure 8.4 [Cast 04]. À titre de comparaison, ceux des $\Lambda + \bar{\Lambda}$ et K^0_S sont également représentés. v_2 montre un comportement similaire à celui de R_{CP} en fonction de l'impulsion transverse. Il croît jusqu'à p_T de l'ordre de 2 à 3 GeV/c, puis semble saturer entre 2 et 5-6 GeV/c. Suite aux prises de données de l'année 2001 pour les

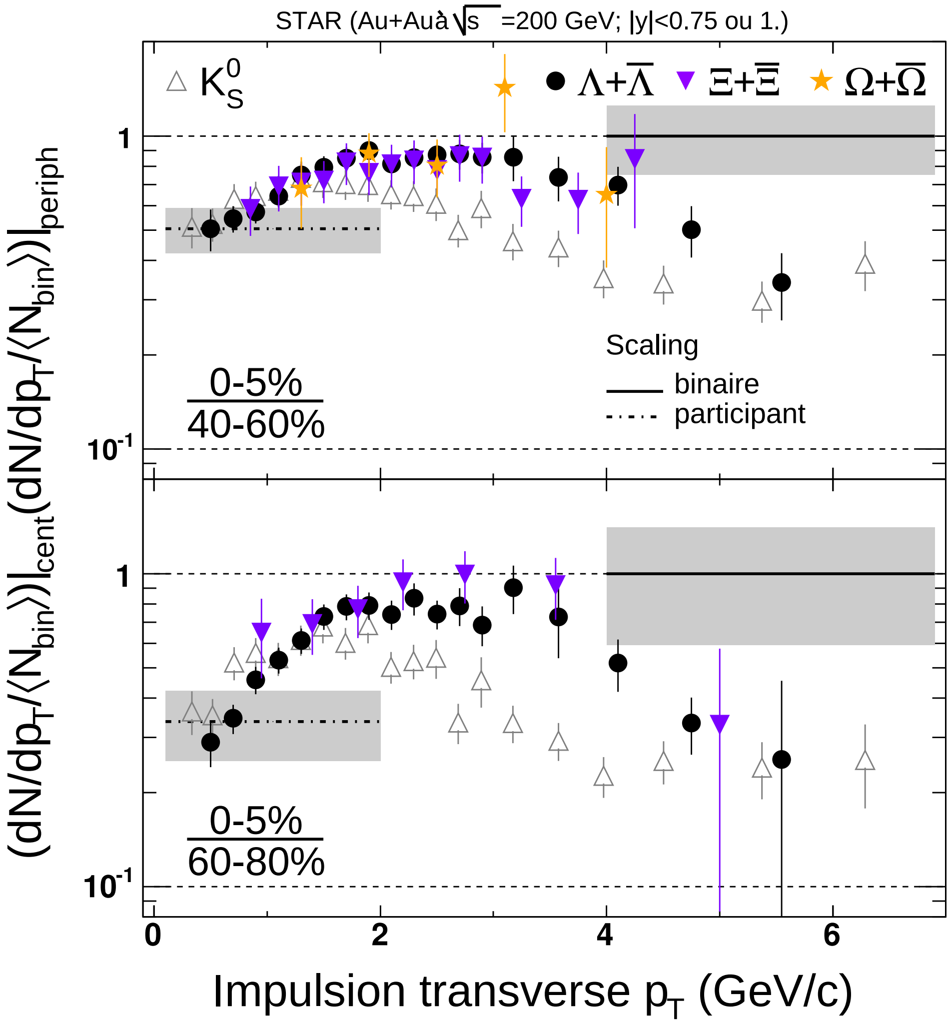


Figure 8.3 – Facteur de modification nucléaire R_{CP} (0-5%/40-60%) (haut) des $\Xi^-+\bar{\Xi}^+$et $\Omega^-+\bar{\Omega}^+$et R_{CP} (0-5%/60-80%) (bas) des $\Xi^-+\bar{\Xi}^+$pour les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV. Les valeurs de R_{CP} pour $\Lambda + \bar{\Lambda}$ et K^0_S publiées dans [Sore 04a] sont également représentées. Les bandes grisées représentent l'erreur systématique sur le nombre de participants (gauche) et sur le nombre de collisions binaires (droite).

collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV STAR n'a pas disposé suffisamment de statistique pour sonder le domaine de plus hauts p_T.

Comment interpréter ces évolutions de R_{CP} et de v_2 ?

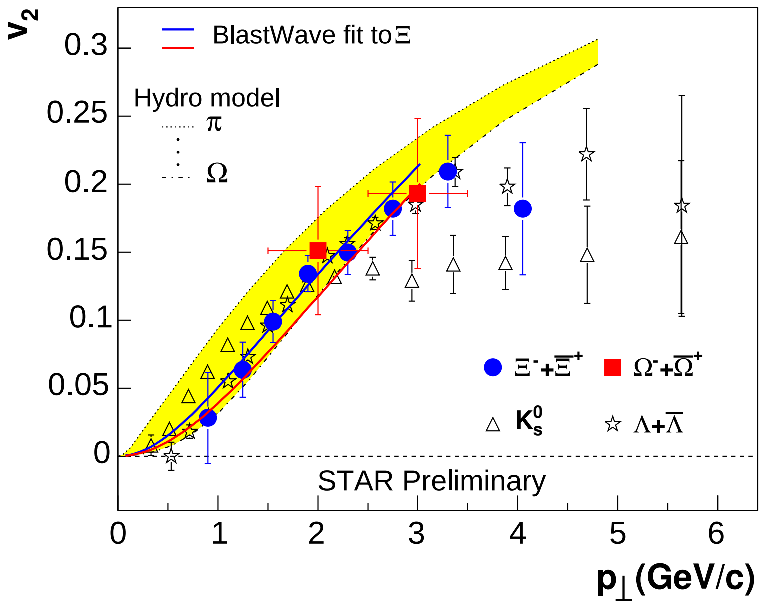


Figure 8.4 – Flot elliptique des baryons multiétranges Ξ et Ω pour les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV, événements *minBias* [Cast 04]. Sont également représentés les flots elliptiques des Λ et K^0_S pour comparaison. La zone grisée délimite les prédictions de v_2 du modèle hydrodynamique des π (limite haute) aux Ω (limite basse). Ils supposent une transition de phase à une température critique de $T_c \sim 350$ MeV.

8.2.2.1 Domaine de basses impulsions transverses : $p_T < 2$ GeV/ c

En dessous de 2 GeV/c, R_{CP} est inférieur à 1 étant donné que le *bulk*, qui se trouve dans ce domaine, évolue proportionnellement au nombre de participants lors de la réaction. Il semblerait que dans ce domaine d'impulsion transverse, un ordonnancement en fonction de la masse des particules gouverne l'évolution de R_{CP} avec p_T. Cependant, ces spectres ont une trop faible signification (pour l'équivalent anglais *significance*) pour pouvoir affirmer cette classification en masse prédite par les modèles hydrodynamiques. La dépendance en masse dans ces domaines d'impulsion est en revanche plus flagrante dans le cas du flot elliptique dont le comportement est parfaitement prédit par ces modèles [HKHRV 01]. La dépendance en masse se traduit par un flot elliptique plus important pour les particules plus légères et un flot de plus en plus petit pour une masse de particule qui augmente. Les modèles hydrodynamiques partent d'une équation d'état et imposent une transition de phase vers un plasma de quarks et de gluons autour de $T_c \sim 350$ MeV. Ils supposent également que la thermalisation est localement atteinte sur un temps très bref très tôt dans la collision [Kolb 03].

8.2.2.2 *Domaine des plus hautes impulsions p_T : $p_T > 3$ GeV/ c*

Dans les domaines d'impulsion transverse supérieure à 2 GeV/c, R_{CP} décroît depuis une valeur légèrement inférieure à 1 (< 1 pour 0-5/40-60% et proche de 1 pour 0-5/60-80%) à partir de $\sim$2.5 GeV/c pour les K^0_S et à partir de 3-3.5 GeV/c pour les Λ et pour les Ξ. Comme cela vient d'être commenté, la suppression peut être à la fois le fruit des effets de l'état initial mais également, et c'est ce que l'on cherche à mettre en évidence, le résultat de la formation d'une matière dense dans l'état final. Les quatre expériences du RHIC ont d'ores et déjà répondu à cette question en août 2003 en publiant simultanément une comparaison des rapports R_{AA} et R_{dA}, résultats qui ont fait l'objet de la couverture du journal *Physical Review Letters* [PRL 03]. Il s'agit certainement là de l'un des résultats les plus importants de la physique du PQG de ces dernières années. La signature semble claire. Si une nette suppression de R_{AA} à partir de p_T >3 GeV/c a été observée dans les collisions Au+Au, un comportement différent du rapport pour les collisions d+Au a été mis en évidence par les quatre expériences du RHIC : R_{dA} continue de croître au-delà de p_T >3 GeV/c, dépasse la valeur de 1 puis entame une décroissance plus douce que R_{CP} ou R_{AA} à plus haut p_T. Cette légère décroissance de R_{dA} à haut p_T permet de quantifier grossièrement l'effet éventuel du CGC mais elle n'est pas significative et suffisante pour être expliquée par la formation d'une matière dense comme elle peut l'être pour les collisions Au+Au.

Cette observation avait été faite pour les particules chargées et les π^0. Désormais, le R_{CP} des baryons multiétranges est également mesuré et est présenté dans notre travail de thèse. Cette mesure est originale et se distingue de la mesure du R_{CP} des protons par l'expérience PHENIX limitée en impulsion transverse. Alors que ce dernier est mesuré jusqu'à p_T de l'ordre de 3-3.5 GeV/c et ne permet pas de voir une éventuelle suppression à plus haut p_T, la TPC de STAR nous a permis d'extraire cette quantité pour les Ξ jusqu'à une impulsion transverse de l'ordre de 5 à 6 GeV/c et de comparer ce rapport à celui précédemment obtenu par la collaboration pour les Λ.

Nous avons étudié les données d+Au de même, pour disposer d'un contrôle des résultats Au+Au. R_{CP} (0-20%/40-100%) des Ξ^-+$\bar{\Xi}^+$ dans le cas d+Au est présenté sur la figure 8.5 (étoiles). Il est comparé aux résultats Au+Au précédemment montrés (triangles). Les résultats en d+Au sont encore préliminaires.

Même si nous n'avons pas disposé d'une très grande quantité de données, nous observons un comportement différent de R_{CP} des Ξ selon que l'on s'intéresse aux systèmes Au+Au ou d+Au. Alors que R_{CP}^{Au+Au} entame une décroissance pour p_T > 3 GeV/c, R_{CP}^{d+Au} continue de croître au-dessus de 1 et ne présente pas de suppression apparente. Que l'on se place en d+Au ou Au+Au, l'augmentation tout d'abord observée de R_{CP} est attribuée à l'effet Cronin. Ce dernier, fortement présent dans les noyaux denses a tendance à provoquer l'augmentation de la production de hadrons vers les plus hauts p_T. Ce phénomène est à la fois présent en d+Au et en Au+Au (où l'effet devrait être encore plus spectaculaire). Cependant en Au+Au, il est contrebalancé par une forte suppression de la production de hadrons de plus hauts p_T du fait de la perte d'énergie des partons dans le milieu dense formé à RHIC. Le fait que R_{CP}^{Au+Au} atteigne quasiment la valeur de 1, nous semble plutôt être le fruit du hasard et cette valeur de 1 n'a pas de sens particulier dans le domaine d'impulsion de 2 à 3 GeV/c. **Nous avons donc observé au cours de ce travail de thèse le phénomène de "suppression des jets" qui signe la formation à RHIC d'une ma-**

tière dense.

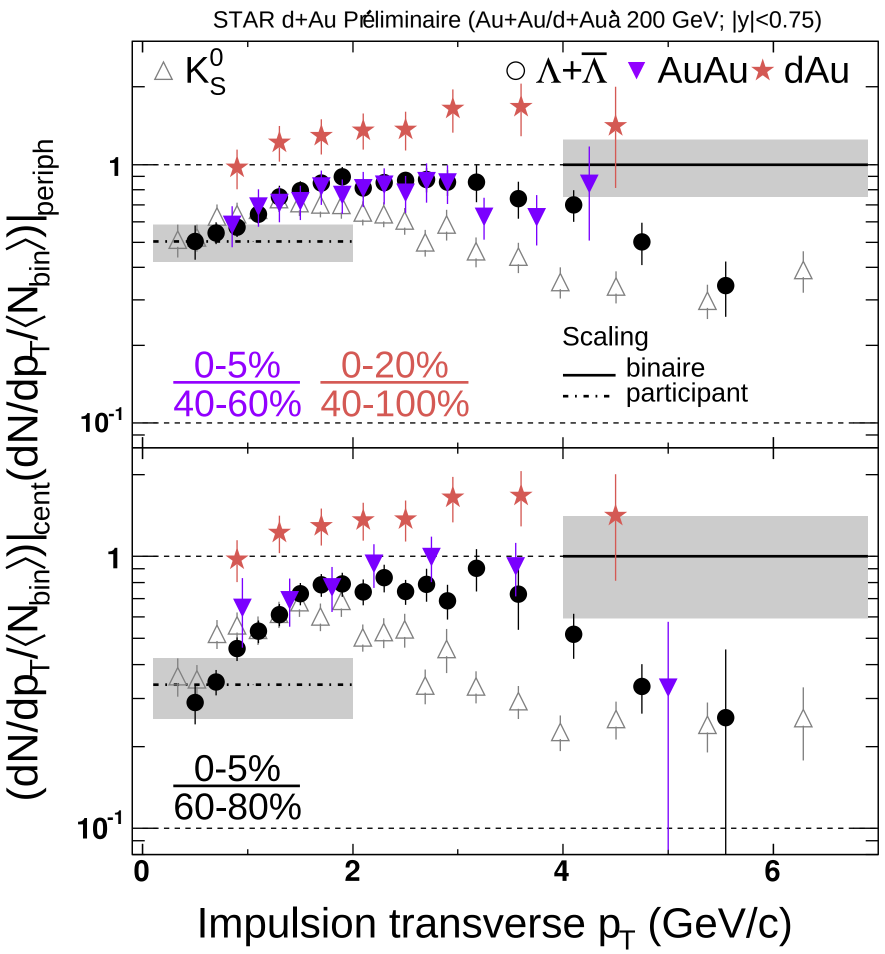


Figure 8.5 – Superposition du facteur R_{CP} (0-20%/40-100%) de Ξ^-+$\bar{\Xi}^+$pour les collisions d+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV au R_{CP} des Ξ, Λ et K^0_S précédemment discutés (0-5%/40-60% en haut) et (0-5%/60-80% en bas) pour les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV.

8.2.2.3 Domaine d'impulsions transverses intermédiaires : $2 < p_T < 5$ GeV/ c

- **Dépendance avec le type de particules et non la masse ?**

Nous souhaitons clore la discussion sur R_{CP} en comparant son évolution pour diverses particules. En considérant tout d'abord la figure 8.3, on constate dans les barres d'erreur que R_{CP} des Ξ a une évolution en fonction de p_T très similaire à celle des R_{CP} des Λ et des Ω. Cela signifie que le rapport croît jusqu'à $p_T \sim$3 GeV/c, il semble saturer autour de l'unité puis décroît. Dans le cas des K^0_S, globalement R_{CP} suit la même évolution mais sature plus vite (rapport $\sim$ 0.7) et à un p_T plus faible ($p_T \sim$ 2 GeV/c) avant de décroître à son tour. On a pensé initialement que ces différences de comportement pouvaient être dues à la masse de la particule étudiée. Il s'avère, en fait, qu'une dépendance suivant le type de la particule

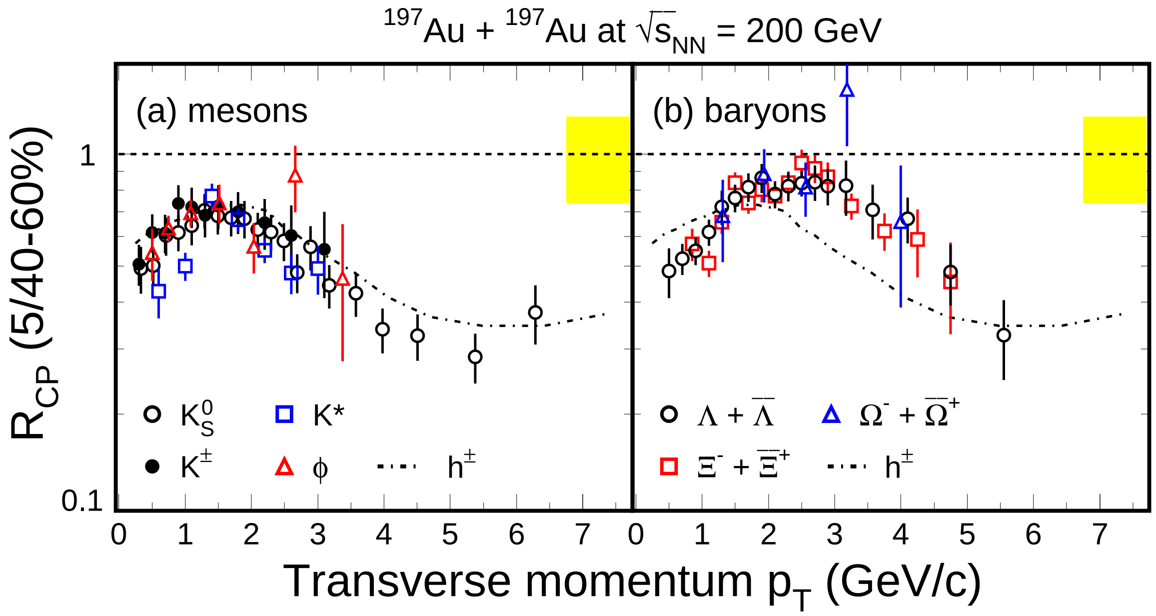


Figure 8.6 – Facteur de modification nucléaire R_{CP} (0-5%/40-60%) pour les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV. À gauche, l'ensemble des distributions pour les mésons a été représenté, à droite, celui des baryons. La ligne en pointillés est un guide pour schématiser la tendance suivie par les particules chargées.

(méson/baryon) considérée et non la masse puisse expliquer le comportement de R_{CP}. La figure 8.6 illustre cette idée en séparant à gauche les distributions de R_{CP} des mésons et, à droite, celles des baryons. Il semblerait que mésons et baryons aient des comportements distincts, les mésons suivant la tendance du R_{CP} des K^0_S et les baryons celle des Λ ou des Ξ. Cette observation semble être confirmée par la mesure faite récemment par les collaborations STAR et PHENIX sur le R_{CP} des mésons ϕ [Phi 04]. Étudier le comportement de ces particules est très important dans la mesure où ces mésons ont une masse proche de celle des baryons Λ. Les récentes mesures de STAR et PHENIX semblent montrer que R_{CP} des ϕ suit davantage le comportement des mésons que celui des baryons malgré leur masse. Cependant, la *significance* de cette mesure étant encore trop faible, il serait prématuré de conclure de manière décisive.

• **Coalescence / recombinaison de quarks en complément à la fragmentation**

Les modèles de coalescence et de recombinaison de quarks ont été proposés pour expliquer la formation hadronique dans les domaines d'impulsions intermédiaires (entre 2 et 5-6 GeV/c) [LiKo 02, FMNB 03, GKL 03, MoVo 03] en complément aux modèles de fragmentation de quarks de haut p_T qui les ont précédés. Ces modèles de fragmentation de quarks tentaient d'apporter une explication à la production de hadrons dans les domaines de p_T intermédiaires en considérant que ces derniers étaient formés par la fragmentation d'un parton de très haute énergie en des hadrons de plus petites impulsions transverses (cf. chapitre 2). Il s'avère en fait que ces modèles semi-perturbatifs ne parviennent pas à reproduire la forme des spectres en masse transverse à p_T moyen.

Ces modèles de **coalescence** ou **recombinaison de quarks** semblent reproduire assez justement les spectres en impulsion transverse (figure 8.7) et les R_{CP} des particules (figure 2.5). Les lignes en pointillés de la figure 8.7 représentent les résultats des prédictions des spectres des particules à partir des modèles de coalescence. Les lignes en trait plein illustrent le résultat des prédictions des spectres obtenues à partir de processus de fragmentation de partons de haut p_T. Ces modèles qui décrivent la physique à l'échelle des quarks constituants reproduisent et expliquent la dépendance méson/baryon que l'on semble obtenir pour R_{CP}. De même, en utilisant la propriété de linéarité du flot elliptique, les modèles de coalescence/recombinaison expliquent le flot elliptique d'un méson comme la somme des flots elliptiques de ses deux quarks constituants et celui d'un baryon comme la somme du flot de ses trois quarks. À partir d'un tel modèle, représenter $v_2/3$ en fonction de $p_T/3$ pour les baryons et $v_2/2$ en fonction de $p_T/2$ pour les mésons devrait donner lieu à une superposition des distributions méson/baryon. C'est ce qui a été vérifié par la collaboration STAR. Le résultat extrait de [Sore 04b] est illustré sur la figure 8.8. On constate la superposition des spectres pondérés par le nombre de quarks constituants dans le domaine des p_T intermédiaires. La superposition est visible en représentant le rapport de chacune des distributions à leur ajustement par un polynôme. Ce rapport est égal à 1 pour $0.6 < p_T/n <$ 2 GeV/c (figure du bas).

Le succès des modèles de coalescence ne permet pas de mettre en évidence des degrés de liberté partoniques au RHIC dans la mesure où les modèles utilisent les quarks habillés pour décrire la formation des hadrons. Ils permettent cependant, dans le cas du v_2 de mettre en évidence un flot elliptique à l'échelle des partons constituants de la matière. Il est assez surprenant, de plus, que ces modèles qui n'incluent pas de conservation de l'énergie, fonctionnent de la sorte. **Ils permettent de révéler qu'une interaction non négligeable existe à l'échelle des partons. Cette observation va également dans le sens de la formation d'un nouvel état de la matière au RHIC qui aurait une certaine viscosité**. Dès lors que l'on a des interactions entre constituants, on peut s'interroger sur les propriétés de collectivité du milieu (chapitre 2). Aussi nous avons sondé les degrés de liberté transverses de la collision pour étudier d'éventuels signes de mouvements collectifs.

8.2.3 Résultats préliminaires à $\sqrt{s_{NN}}$ = 62.4 GeV

Avant de discuter de la dynamique transverse de la collision, nous revenons sur les données Au+Au à 62.4 GeV à partir desquelles le R_{CP} des Ξ a également été extrait. Sa distribution en fonction de l'impulsion transverse pour les Ξ^-(ronds), $\bar{\Xi}^+$(étoiles) et la somme $\Xi^-+\bar{\Xi}^+$(triangles) est représentée sur la figure 8.9, R_{CP}(0-10%/40-60%) en haut et R_{CP}(0-10%/60-80%) en bas. Ces résultats sont trop préliminaires pour affirmer quoi que ce soit, cependant on devine un début de suppression à partir de $p_T = 4$ GeV/c. Les premiers résultats de STAR et PHENIX sur le flot elliptique à 62.4 GeV semblent montrer une évolution de $v_2^{62.4}$ proche de celle obtenue à 200 GeV. De plus, la dépendance d'échelle par rapport au nombre de quarks constituants de $v_2^{62.4}$ est également observée [Kane 05].

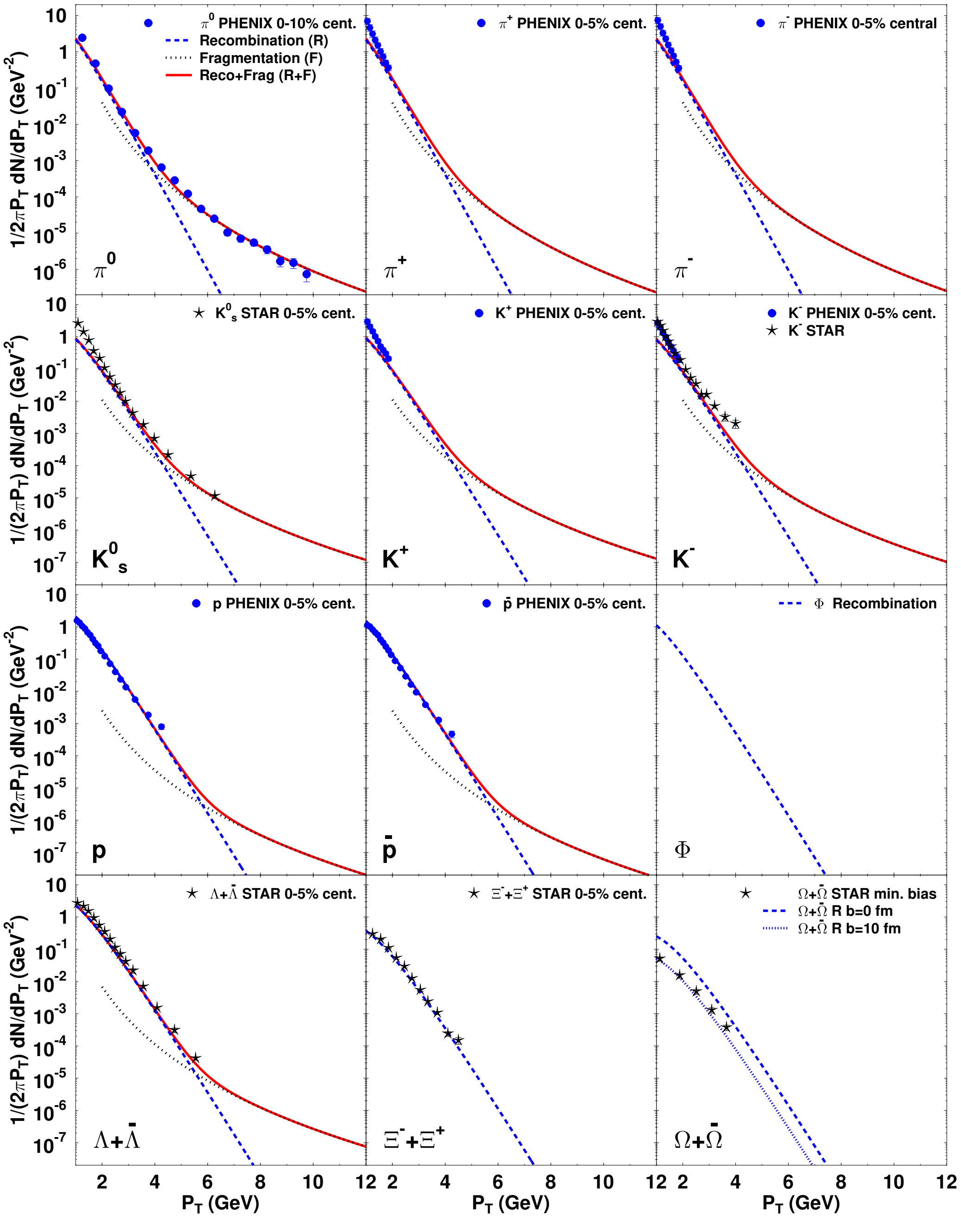


Figure 8.7 – Prédictions des spectres en impulsion transverse par un modèle de recombinaison de quarks à impulsion transverse intermédiaire (lignes en pointillés) et un modèle de fragmentation (lignes en trait plein) à plus haut p_T [FMNB 03].

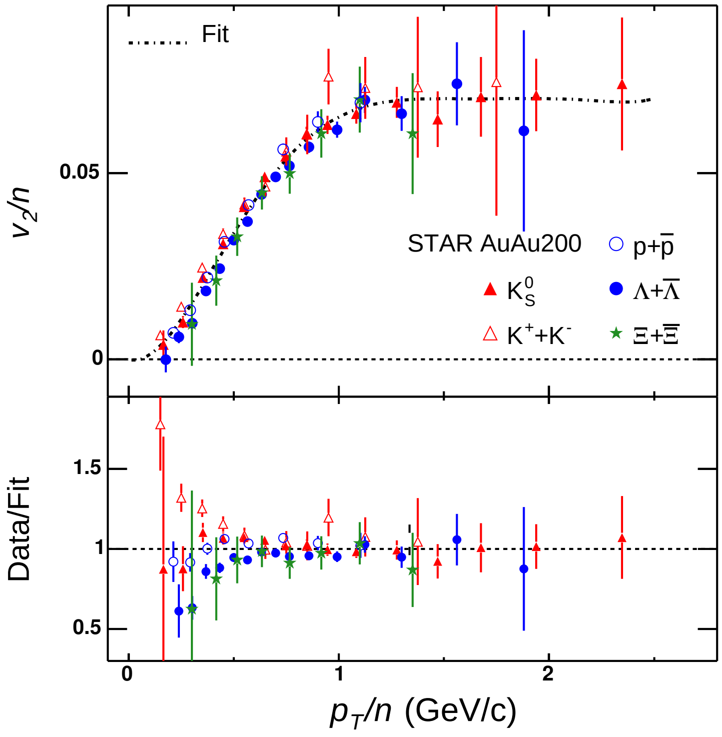


Figure 8.8 – Flot elliptique des K^0_S, $\Lambda+\bar{\Lambda}$ et $\Xi^-+\bar{\Xi}^+$pondéré par leur nombre de quarks constituants n pour les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV en fonction de p_T/n [Sore 04b].

Les résultats préliminaires jusqu'à présent obtenus suggèrent qu'une matière équivalente à celle formée à 200 GeV est probablement créée lors des collisions à 62.4 GeV au RHIC plaçant la limite de formation de ce nouvel état de la matière en dessous de $\sqrt{s_{NN}}$ = 62.4 GeV.

8.3 Dynamique de la collision

Une façon d'étudier la dynamique des collisions d'ions lourds est d'explorer leurs degrés de liberté pertinents dans le plan transverse. Nous nous sommes donc, tout d'abord, intéressés à la quantité $< p_T >$, représentant l'impulsion transverse moyenne d'un type de particules, définie par la formule 8.1 et obtenue à partir des spectres en impulsion transverse des particules :

$$< \mathrm{p_T} >= \frac{\int \mathrm{p_T dN}}{\int \mathrm{dN}} = \frac{\int \mathrm{p_T} \frac{\mathrm{dN}}{\mathrm{dp_T}} \mathrm{dp_T}}{\int \frac{\mathrm{dN}}{\mathrm{dp_T}} \mathrm{dp_T}} \tag{8.1}$$

où N quantifie le nombre de particules d'un type donné. $< p_T >$ donne de l'information sur la forme des spectres en impulsion transverse et ne dépend aucunement de leur amplitude.

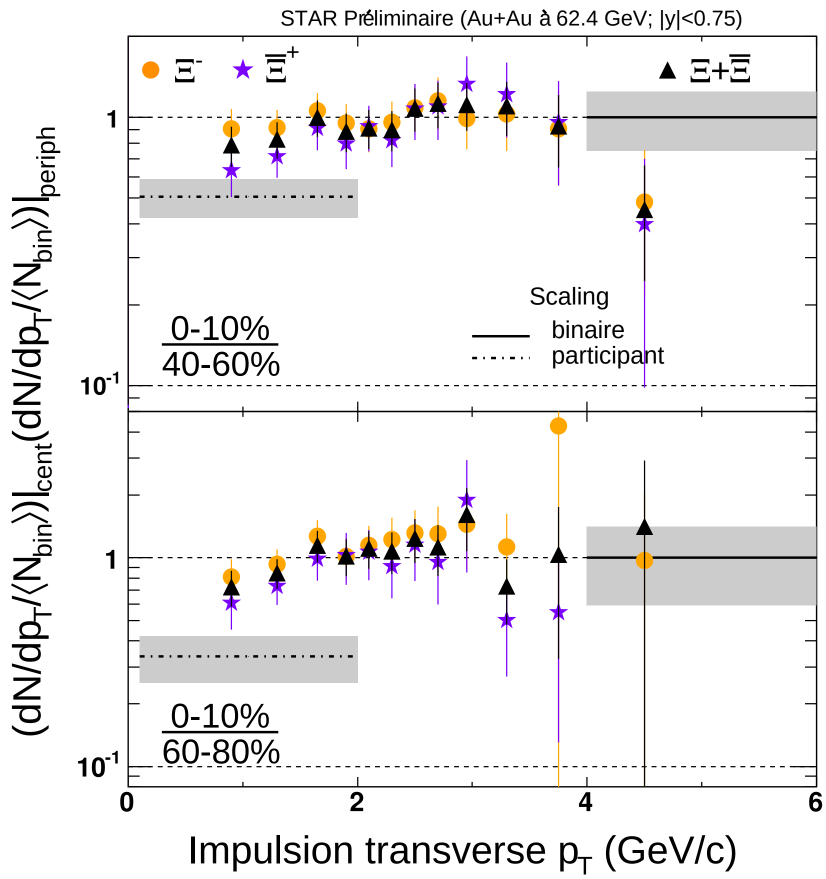


Figure 8.9 – Facteur de modification nucléaire préliminaire R_{CP} 0-5%/40-60% (haut) de Ξ^-, $\bar{\Xi}^+$et Ξ^-+$\bar{\Xi}^+$et 0-5%/60-80% de Ξ^-, $\bar{\Xi}^+$et Ξ^-+$\bar{\Xi}^+$pour les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 62.4 GeV. Les bandes grisées représentent l'erreur systématique sur le nombre de participants (gauche) et sur le nombre de collisions binaires (droite).

Au même titre que $< p_T >$, dans le cadre d'une production thermique de particules (Hagedorn [Hage 65, Hage 83]), le paramètre de pente inverse T, extrait d'une paramétrisation de type Boltzmann ou exponentielle, peut être considéré comme la somme de la température du système au FO cinétique et d'une composante due au flot dans le plan transverse. Nous allons discuter du flot radial dans le dernier paragraphe de ce chapitre ; nous utiliserons aussi bien $< p_T >$ que T pour extraire de l'information sur les particules émises.

8.3.1 <p$_T$> en fonction de la centralité de la collision

Le p_T moyen des Ξ a été extrait des spectres en impulsion transverse à la fois lors des collisions Au+Au et d+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 et Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 62.4 GeV. Nous nous proposons tout d'abord d'analyser le résultat des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV. $< p_T >$ a été étudié en fonction de la centralité de la collision. C'est ce qui est représenté sur la figure 8.10 pour les Ξ^-(étoile pleine), $\bar{\Xi}^+$(étoile vide). À titre de comparaison, nous avons également inclus dans la figure les p_T moyens des π^-, K$^-$, $\bar{p}$ [Adam 04a].

Pour π^-, K$^-$, $\bar{p}$, une augmentation de $< p_T >$ est observée avec une augmentation de la centralité de la collision. Les comportements diffèrent légèrement en fonction de la particule que l'on observe. Globalement, on peut dire que $< p_T >$ augmente doucement avec la centralité et d'autant plus vite que la particule est massive. Cette première observation semble être en accord avec une hypothèse de flot radial transverse collectif pour expliquer l'évolution des particules après le FO chimique. Un modèle inspiré de l'hydrodynamique propose d'expliquer le comportement de l'ensemble des particules lors de la collision de la façon suivante [SSH 93]. Les particules seraient toutes émises d'une même source de particules localement thermalisée et en expansion. Dans cette optique, les particules seraient émises radialement avec une même vitesse d'expansion transverse moyenne. Supposer une même vitesse d'expansion pour toutes les particules entraînerait donc un comportement de leur p_T moyen qui se distinguerait uniquement par la masse de chaque particule. Les particules de faibles masses devraient donc avoir un $< p_T >$ faible en opposition aux particules plus massives qui devraient avoir un $< p_T >$ plus élevé. Dans tous les cas, du fait des interactions entre particules, ce $< p_T >$ devrait croître avec la centralité. C'est globalement ce que l'on observe pour les π^-, K$^-$, $\bar{p}$, avec pour les π^- une augmentation avec la centralité peu marquée. L'expérience PHENIX, capable de mesurer les spectres des π^-, K$^-$, $\bar{p}$ sur un domaine plus étendu, observe également ce comportement de $< p_T >$ avec la centralité et l'augmentation pour les π est plus nette que pour STAR [Adco 04].

- Qu'en est-il de $< p_T >$ des Ξ ?

$< p_T >$ des Ξ a été déterminé à partir d'un ajustement de type Boltzmann des spectres en masse transverse. Ce dernier augmente très doucement du canal le plus périphérique (60-80%) au deuxième canal le plus périphérique (40-60%) et ensuite il sature à la valeur d'environ 1.1 GeV/c. Compte tenu des barres d'erreur dont l'erreur systématique a été estimée à environ 10% de la valeur de $< p_T >$, on peut dire que le $< p_T >$ des Ξ ne présente aucune dépendance avec la centralité de la collision. Dans un schéma de flot radial collectif, on aurait dû observer une augmentation de $< p_T >$ des Ξ avec la centralité et surtout une saturation à une valeur beaucoup plus élevée que 1.1 GeV/c pour les collisions les plus centrales. La valeur de 1.1 GeV/c avoisine la valeur atteinte par les protons dans les collisions les plus centrales, or, ces particules ont une masse inférieure à celle des Ξ. Cette différence de comportement montre clairement que les Ξ ont une dynamique qui se distingue de celle des particules plus légères. Si cette hypothèse de flot radial est valide, cela suggère que les Ξ évoluent dans le plan transverse avec une vitesse d'expansion moyenne plus faible.

On peut se demander toutefois si ce comportement est propre aux Ξ ou s'il est caractéristique des particules et des baryons étranges. C'est ce qui est représenté sur la figure 8.11 où en plus de π, K, p et Ξ, le p_T moyen des Λ [Long 04], Φ [Phi 04] et Ω [Suir 04] a été représenté en fonction de la centralité de la collision. Comme pour les Ξ, ces particules ne présentent pas de dépendance particulière avec la centralité. Ces observations suggèrent que ces particules multiétranges ne prennent pas part à un mouvement collectif commun mais se détachent de l'ensemble probablement en interagissant peu avec les autres particules.

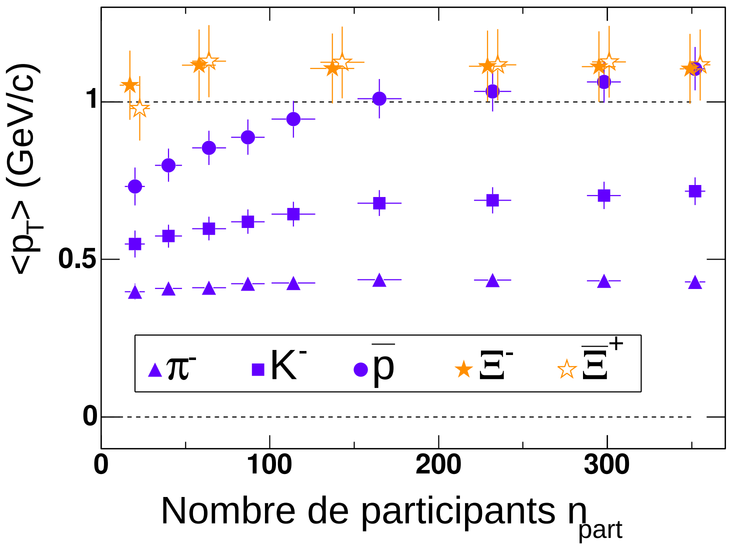


Figure 8.10 – Impulsion transverse moyenne, $< p_T >$, des Ξ^-(étoiles pleines) et $\bar{\Xi}^+$(étoiles vides) en fonction de la centralité de la collision pour les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV. Ces distributions sont comparées aux $< p_T >$ des π (triangles), K (carrés) et p (ronds).

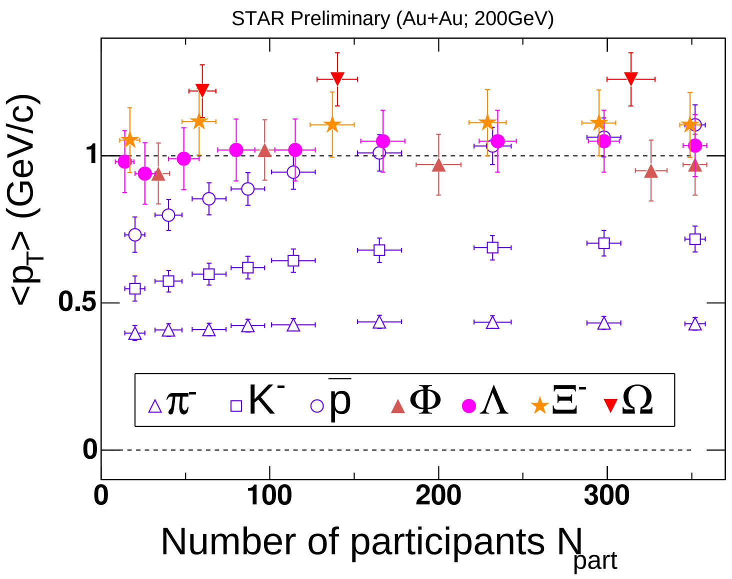


Figure 8.11 – Impulsions transverses moyennes, $< p_T >$, des π, K, p, Λ, ϕ, Ξ et Ω en fonction de la centralité de la collision pour les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV.

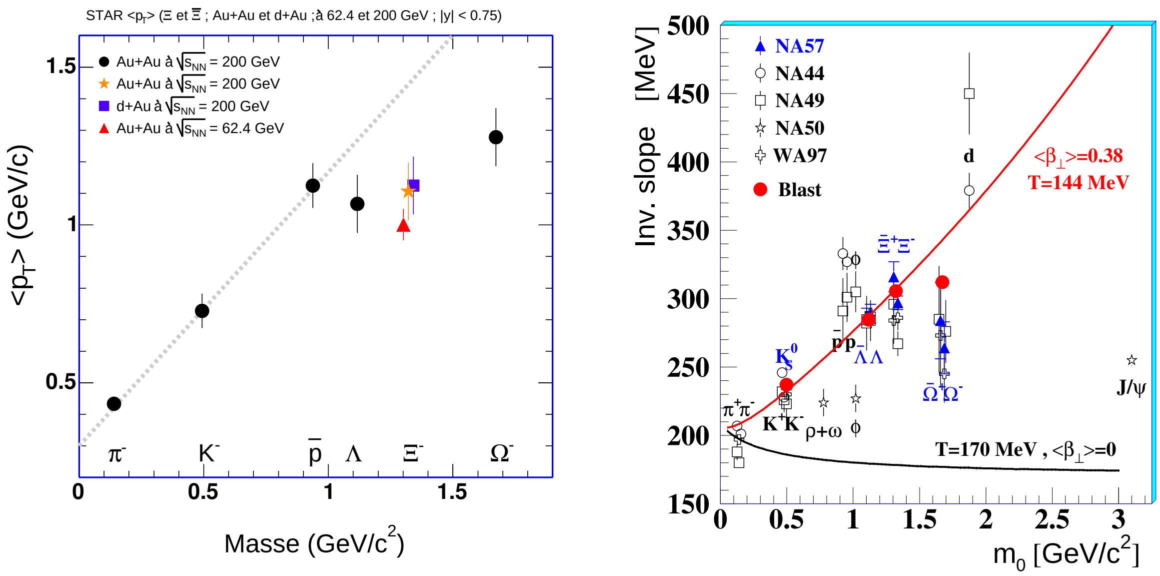


Figure 8.12 – Gauche : <p_T> des Ξ^-dans les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{\rm NN}}$ = 200 GeV (étoile), d+Au à $\sqrt{s_{\rm NN}}$ = 200 GeV (carré) et Au+Au à $\sqrt{s_{\rm NN}}$ = 62.4 GeV (triangle) comparé au <p_T> des π^-, K$^-$, $\bar{p}$, Λ et Ω^-dans les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{\rm NN}}$ = 200 GeV (ronds). La ligne en pointillés est un repère par rapport à une évolution linéaire de <p_T> avec la masse des particules. Droite : paramètres de pente inverse, T, en fonction de la masse des particules, mesurés par les collaborations NA44, NA49, NA50, NA57 et WA97 à $\sqrt{s_{NN}}$ =17.3 GeV au SPS. Les courbes traversant la figure sont un ajustement de type “BlastWave” (cf. paragraphe 8.3.4) incluant les π, K, p, Λ et Ξ effectué par la collaboration NA57. Les références de ces données sont indiquées dans [Anti 04].

8.3.2 <p$_T$> en fonction de la masse

C'est également ce que l'on conclut en étudiant le $< p_T >$ des Ξ (étoile) et Ω (rond) dans le cas des collisions centrales à $\sqrt{s_{\rm NN}}$ = 200 GeV en fonction de leur masse, par rapport aux autres particules (ronds) (figure 8.12 de gauche). Les $< p_T >$ moyens des π, K, p voire des Λ semblent croître à peu près linéairement avec la masse des particules. En revanche, on s'écarte nettement de cette droite lorsque l'on regarde le cas des baryons multiétranges. À titre de comparaison, les <p_T> des Ξ en d+Au à $\sqrt{s_{\rm NN}}$ = 200 GeV (carré) et en Au+Au à $\sqrt{s_{\rm NN}}$ = 62.4 GeV (triangle) ont également été représentés.

Un comportement analogue est observé pour les Ξ et Ω aux énergies moindres du SPS par les expériences NA49 et WA97, et uniquement dans le cas des Ω par l'expérience NA57. Cette étude a été menée en observant non pas l'évolution de $< p_T >$ avec la masse des particules mais le paramètre de pente inverse T extrait d'un ajustement exponentiel des spectres en impulsion/masse transverse. Que ce soit T ou $< p_T >$, on étudie la même observable liée à la vitesse d'expansion transverse des particules suite à la collision (forme des spectres en p_T ou $m_T - m_0$). La figure 8.12 extraite de [Brun 04] illustre cette analyse.

Même si les observations faites au SPS sont moins claires qu'au RHIC (au SPS, les paramètres de pentes inverses T entre les différentes expériences sont, en effet, quelque peu en désaccord), **les Ξ ne semblent pas prendre part à un mouvement collectif**

commun mais semblent davantage se distinguer et évoluer indépendamment des autres particules. Pour approfondir et exploiter cette idée, nous avons interprété nos résultats dans le cadre du modèle précédemment introduit inspiré de l'hydrodynamique afin d'analyser davantage la forme des spectres des baryons multiétranges. Ceci est développé dans le paragraphe 8.3.4.

8.3.3 Les collisions d+Au à 200 GeV et Au+Au à 62.4 GeV

Sur les figures 8.13 et 8.14, les paramètres de pente inverse (T) et impulsion transverse moyenne ($< p_T >$) sont successivement représentés en fonction de la centralité des collisions pour les Ξ^-et $\bar{\Xi}^+$. Que ce soit T ou p_T, on observe peu de changement de ces quantités avec la centralité de la collision. Les distributions en T ou $< p_T >$ sont plates avec la centralité à 200 GeV et semblent décroître légèrement des collisions centrales à périphériques à 62.4 GeV. En revanche, le $< p_T >$ moyen augmente avec l'énergie de la collision. Il passe de $< p_T >= 1.0006 \pm 0.009 \pm 0.05$ GeV/c pour les collisions centrales Au+Au à $\sqrt{s_{\rm NN}}$ = 62.4 GeV à $< p_T >=1.105 \pm 0.032 \pm 0.110$ GeV/c pour les collisions Au+Au centrales à $\sqrt{s_{\rm NN}}$ = 200 GeV suggérant soit que le système est plus chaud, soit qu'il s'étend plus rapidement dans le plan transverse à 200 GeV qu'à 62.4 GeV. Ces valeurs sont compatibles avec les données du SPS. Il en va de même pour l'évolution du paramètre de pente inverse qui croît de 286.4±3.5 MeV à 62.4 GeV à 329.7±7.3 à 200 GeV pour le domaine le plus central. Les valeurs de $< p_T >$ obtenues en fonction de la taille et de l'énergie du système sont répertoriées dans la table B.1 de l'annexe B. Dans cette dernière, nous listons les résultats des calculs de $< p_T >$ à partir d'un ajustement de type Boltzmann et d'un ajustement de type exponentiel des spectres en masse transverse des Ξ^-et $\bar{\Xi}^+$. Nous donnons les valeurs de $< p_T >$ extrapolées sur tout le spectre en p_T (première colonne) ainsi que les valeurs calculées sur le domaine de mesure (deuxième colonne). La dernière colonne donne le pourcentage de $< p_T >$ extrapolé lorsqu'on le détermine sur tout le spectre en p_T.

Sur ces mêmes figures, il est intéressant de noter le comportement légèrement différent de T et $< p_T >$ des collisions d+Au à $\sqrt{s_{\rm NN}}$ = 200 GeV (symbole : carré). Ces deux quantités sont plus élevées que les valeurs de T et $< p_T >$ des collisions Au+Au périphériques. Cette observation fort intéressante est la conséquence de l'effet Cronin en d+Au et de la non suppression des spectres en impulsion transverse dans les hauts p_T. L'effet Cronin augmente légèrement la production de hadrons vers les plus hauts p_T du fait de possibles réinteractions des nucléons dans l'état initial avant qu'ils n'interagissent inélastiquement pour former des hadrons. Ce phénomène était d'ores et déjà observable sur les spectres en impulsion (masse) transverse présentés en fin de chapitre 5. À l'œil, il est possible de voir que les spectres d+Au ont une pente plus douce que les spectres des collisions Au+Au : leur "population" en hadrons de basse impulsion transverse est diminuée alors que les domaines de p_T intermédiaire et de plus haut p_T ont été enrichis en hadrons d'où un paramètre de pente inverse et un $< p_T >$ plus élevés.

8.3.4 Flot radial transverse

Partant de l'idée de flot collectif, E. Schnedermann, J. Sollfrank et U. Heinz, ont développé un modèle phénoménologique capable de reproduire les spectres en masse transverse

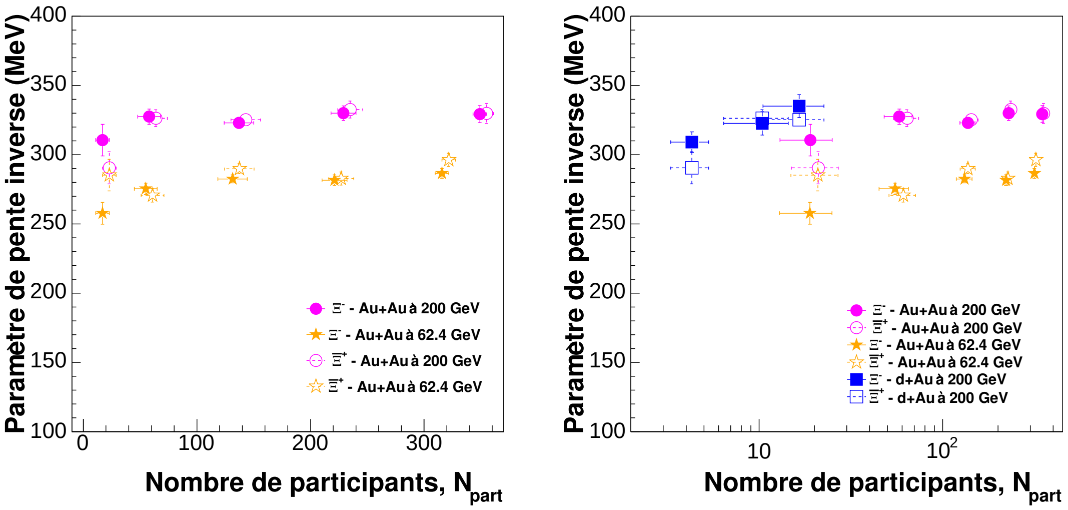


Figure 8.13 – Paramètres de pente inverse des Ξ^-(symboles ouverts) et $\bar{\Xi}^+$(symboles fermés) en fonction du nombre de participants extraits d'une paramétrisation de type Boltzmann des spectres en masse transverse. La figure de gauche compare les résultats pour les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}}$ = 200 GeV (ronds) et $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}}$ = 62.4 GeV (étoiles). Celle de droite inclut en plus les résultats des mêmes ajustements pour les collisions d+Au.

des particules créées lors des collisions d'ions lourds. De ce fait, ils ont apporté une interprétation à l'évolution et au comportement de la matière hadronique alors qu'elle vient d'être créée suite à une collision. Ils font l'hypothèse que l'ensemble des particules sont émises depuis une source localement thermalisée et en expansion, de telle sorte que l'évolution de l'ensemble des particules se fait avec une même vitesse d'expansion transverse moyenne. Cette dernière fait partie des paramètres d'ajustement des spectres en masse transverse des particules dans le modèle proposé. Ce modèle inspiré de l'hydrodynamique utilise un autre paramètre défini comme la température au FO cinétique. Nous sommes partis de cette paramétrisation des spectres en masse transverse dite du "*Blastwave*" pour extraire les deux paramètres "physiques" qui devraient être susceptibles, dans le cadre du modèle, de nous apporter de l'information sur un éventuel FO cinétique.

Le deuxième point qui motive cette étude et son application aux baryons multiétranges a été pour la première fois proposé en 1998 par H. van Hecke, H. Sorge et N. Xu [HKX 98] qui ont suggéré, suite à la publication des premiers résultats du SPS sur les baryons multiétranges à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}}$ = 17.3 GeV, que ces derniers seraient susceptibles d'être formés et de se découpler plus tôt dans le système avant qu'un flot radial important ait eu le temps de se former du fait des interactions entre hadrons. Cette idée serait de plus corroborée par le fait que les Ξ et Ω devraient avoir une section efficace d'interaction plus faible par rapport aux particules plus légères qui leur seraient "transparentes". Il s'agit davantage pour le moment d'une supposition que d'une prédiction théorique ou que d'une mesure physique [Blei 05]. Les "*addictive quark models*" le préconisent également [Levi 65, Goul 83] (cf. fin du chapitre 2). À cet effet, la collaboration STAR s'est actuellement activement investie dans la mesure de la section efficace $\pi - \Xi$ en étudiant les corrélations Ξ - π dans le

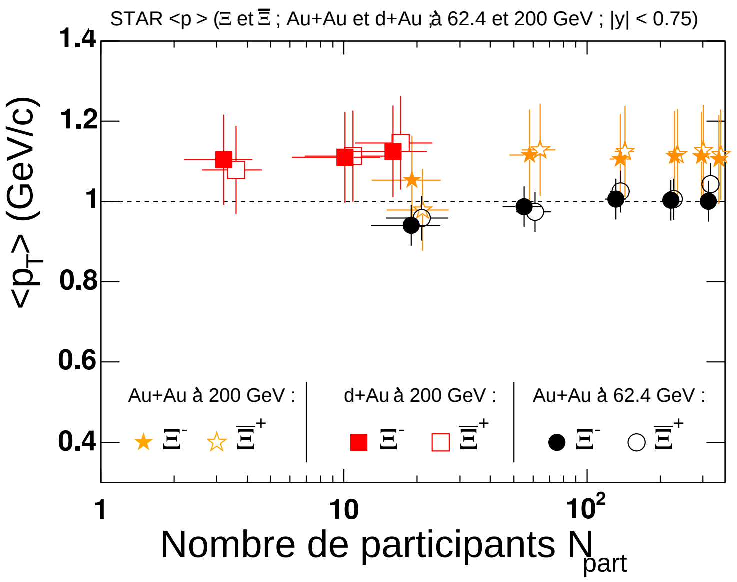


Figure 8.14 – Impulsion transverse moyenne, $< p_T >$ des Ξ^-(symboles ouverts) et $\bar{\Xi}^+$(symboles fermés) en fonction du nombre de participants extraits d'une paramétrisation de type Boltzmann des spectres en masse transverse. La figure compare les résultats obtenus pour différentes énergies de collision et pour différentes tailles de système.

groupe HBT.

Finalement, pour mener à bien cette étude, nous exploitons de plus la propriété d'additivité du flot radial des particules. Le flot est associé à l'interaction qui peut exister entre les constituants entrant en jeu lors des collisions d'ions lourds. A priori, si un état de partons déconfinés est atteint au RHIC et si ces derniers sont susceptibles d'interagir entre eux, alors ils peuvent être responsables du développement d'un flot dit "partonique", au même titre que des hadrons, en interagissant, peuvent développer un flot hadronique. Nous avons donc cherché au cours de notre travail de thèse à mettre en évidence des signes de l'existence possible d'un mouvement collectif à l'échelle des constituants élémentaires de la matière à l'aide des baryons multiétranges.

8.3.4.1 Paramétrisation du blastwave

Nous revenons sur le modèle du Blastwave pour en énoncer les grandes lignes avant de l'exploiter [SSH 93, Reti 03]. Ce dernier s'intéresse exclusivement à la forme des spectres et non à leur amplitude donc à la multiplicité absolue.

Le point de départ du modèle est de considérer que les particules sont émises d'une source purement thermique fixe à la température T. Dans ces conditions, leur spectre en impulsion s'exprime comme la formule 8.2.

$$\frac{dN}{dy d\phi m_T \, dm_T} = \frac{gV}{(2\pi)^3} E e^{-(E-\mu)/T} \tag{8.2}$$

où g est le facteur de dégénérescence de spin, μ, le potentiel chimique grand canonique, V est le volume de la source et $e^{\mu/T}$ le facteur de normalisation qui est toujours ajusté dans le modèle pour

> extraire le meilleur χ^2/ndf, l'intérêt de ce dernier portant uniquement sur la forme des spectres. Une première intégration de ces spectres en rapidité fait apparaître la fonction de Bessel modifiée K_1 qui permet au modèle de reproduire une première partie des spectres en masse transverse dans les bas m_T-m_0. Cependant, une source thermique seule ne permet pas de reproduire la partie en loi de puissance des spectres à plus grande masse transverse.
>
> Le deuxième ingrédient du modèle est la prise en compte des résonances, qui, comme nous en avons discuté précédemment, modifient considérablement les spectres en masse transverse. La prise en compte de ces résonances permet cette fois de reproduire correctement la forme des spectres en masse transverse à haut (m_T-m_0) mais modifie à nouveau légèrement le domaine de plus faible masse transverse en reproduisant cette fois les spectres avec une pente un peu trop élevée.
>
> Le dernier élément de base du modèle est l'insertion d'une composante dynamique en faisant de la source non plus un élément fixe mais une source invariante par *boost* de Lorentz aussi bien longitudinalement que dans le plan transverse.

Finalement, l'approche simplifiée du modèle que nous avons utilisée[2] décrit la vitesse d'expansion transverse $\beta_T(r)$ dans la région $0 < r < R$ par un profil paramétrisé par la vitesse de surface β_s suivant la formule 8.3, où n permet de faire varier la forme du profil.

$$\beta_T(r) = \beta_s \left(\frac{r}{R}\right)^n \tag{8.3}$$

Le spectre résultant (équation 8.4) est la superposition des composantes thermiques individuelles, chacune étant *boostée* de l'angle $\rho = \tanh^{-1}\beta_T$.

$$\frac{dN}{m_T\, dm_T} \sim \int_0^\infty r\, dr\, m_T\, K_1\left(\frac{m_T \cosh\rho}{T_{fo}}\right) I_0\left(\frac{p_T \sinh\rho}{T_{fo}}\right) \tag{8.4}$$

Ce modèle permet ainsi de reproduire la forme des spectres en masse transverse à partir, entre autres, des trois paramètres libres qui vont nous intéresser : n, faisant varier la forme du profil, β_s, la vitesse de surface donnant accès à la vitesse d'expansion transverse moyenne ($<\beta_T>$) et une température T, qui correspondrait à la température de FO cinétique.

8.3.4.2 Mise en regard baryons multiétranges / particules légères

- **Pions, kaons, protons**

La paramétrisation du *Blastwave* a été appliquée sur les pions, kaons, protons, tout d'abord, dont les spectres ont été ajustés simultanément en laissant les trois paramètres précédemment cités libres [Adam 04b]. Il a été possible d'ajuster ces trois spectres ensemble, comme le préconise le modèle pour mettre en évidence un comportement collectif des particules entre elles, un ajustement des spectres séparés ne permettant pas de rendre compte d'un phénomène de mouvement collectif.

Les résultats de l'ajustement pour les (π,K,p) tout d'abord sont illustrés sur la figure 8.15 où la température $T = T_{cin}$ a été représentée en fonction de $<\beta_T>$. Les résultats sont donnés sous forme de contours à 1σ (traits pleins) et 2σ (traits pointillés) du meilleur couple de valeurs (T,$<\beta_T>$). Les valeurs retenues de T et $<\beta_T>$ pour chaque centralité sont le

[2] la simple paramétrisation utilisée pour ajuster les spectres des baryons multiétranges n'a pas pris en compte l'effet des résonances

résultat de l'ajustement ayant donné le plus petit χ^2/ndf obtenu en faisant varier également n. L'ajustement commun des spectres des (π,K,p) a donné 9 contours numérotés de (1) à (9) partant des collisions les plus centrales aux collisions les plus périphériques.

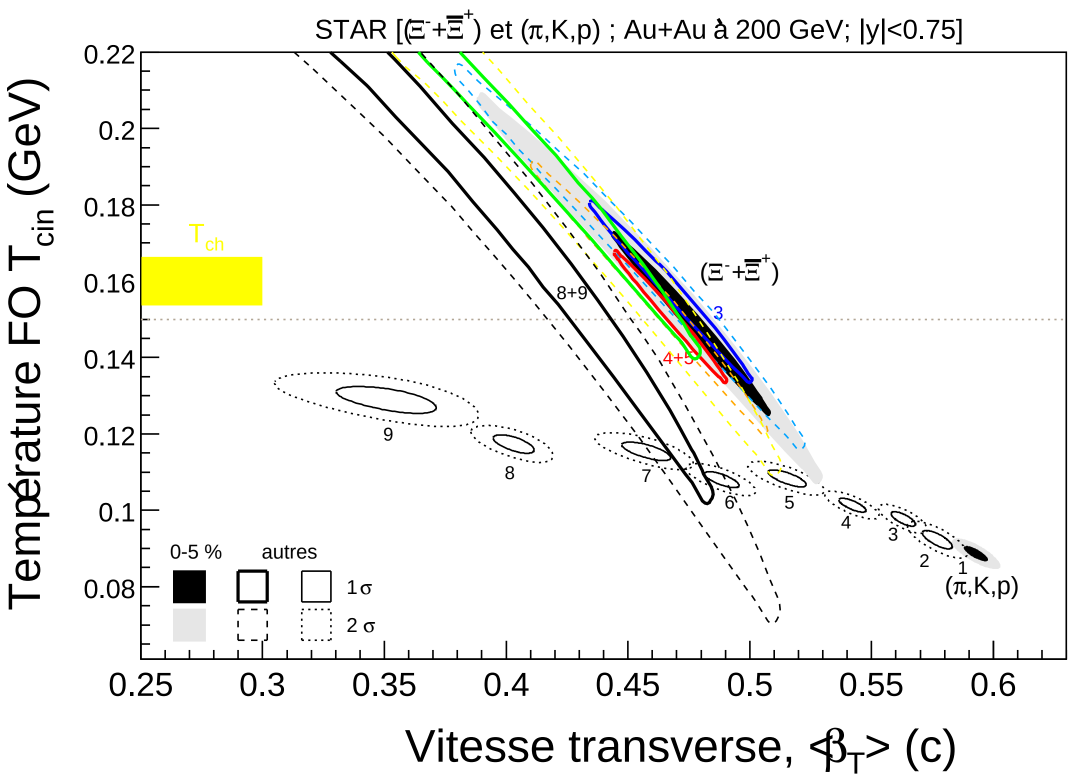


Figure 8.15 – Corrélation entre la température de FO cinétique et de la vitesse de flot transverse moyenne, quantités extraites d'un ajustement commun des spectres des π, K et p et d'un ajustement séparé des Ξ^-+$\bar{\Xi}^+$. Les contours à 1 σ (trait plein) et 2 σ (traits tiretés et pointillés) du meilleur couple de valeurs (T_{cin},<β_T>) sont représentés pour 5 domaines de centralité pour les Ξ^-+$\bar{\Xi}^+$et sont comparés aux 9 domaines de centralité des (π,K,p) [Adam 04b].

- Que traduisent ces contours ?

- Le fait de pouvoir ajuster, pour chaque centralité, les spectres des (π,K,p) ensemble suggère l'existence d'un flot collectif du système, un mouvement d'ensemble d'expansion depuis une source thermalisée localement et que le mouvement d'ensemble des particules prenant part à cette collectivité se fait avec une vitesse moyenne d'expansion transverse $< \beta_T >$. Cela indique également que pour chaque domaine de centralité les (π,K,p) acquièrent leurs propriétés cinématiques finales à une même température T = T_{cin} (au FO cinétique).
- Pour les collisions centrales, il s'avère que cette température est de T_{cin} = 89 $\pm$ 12 MeV pour une vitesse d'expansion transverse $< \beta_T >$ = 0.592 $\pm$ 0.051 c [Adam 04a].
- À mesure que la centralité diminue, la vitesse de flot radial transverse diminue en

accord avec un phénomène de collectivité moins dense. Cela se traduit par une augmentation de la température de FO pour assurer la conservation de l'énergie dans le système. Cela signifie que dans le cas de collisions très périphériques, les particules acquièrent leurs propriétés cinématiques à une température du milieu plus élevée donc plus tôt dans le système qui s'est moins refroidi que dans les collisions centrales.

Le fait de pouvoir ajuster les spectres des (π,K,p) ensemble est, a priori, en accord avec le fait que ces particules légères ont une section efficace d'interaction relativement proche les unes des autres. Cela se traduit par une forte interaction entre elles. Chaque interaction va provoquer soit l'accélération des plus lentes, soit le ralentissement des plus rapides. Cela se traduit en moyenne par la définition d'une même vitesse d'expansion transverse caractérisant la vitesse de flot de l'ensemble.

- Une forte interaction dans la phase hadronique

Nous avions trouvé précédemment une température définissant un premier équilibre dit "chimique" du milieu : T_{ch}. Cette température de FO chimique est représentée sur la figure 8.16 en fonction de la centralité de la collision (ronds sur la figure du haut) et par une bande courte grisée sur les figures 8.15 et 8.17 autour de 160 MeV. Cette température n'est pas dépendante de la centralité de la collision. Le modèle semble mettre ici en évidence une deuxième température de FO dit "cinétique", donc un deuxième état d'équilibre. Cette température est inférieure à T_{ch} et s'en éloigne d'autant que la centralité augmente. Cela semble montrer que plus les collisions sont centrales et plus les interactions entre hadrons légers sont nombreuses. Il faut donc plus de temps au système pour atteindre un équilibre cinétique. Cela se traduit par une augmentation de la vitesse d'expansion transverse de l'ensemble et par un système dont les propriétés cinétiques se figent plus tardivement donc par un système qui a nettement refroidi par rapport à sa température au FO chimique. L'évolution de $< \beta_{\mathrm{T}} >$ et de T_{cin} avec la centralité de la collision est montrée sur la figure 8.16 (triangles noirs) bien que l'on y perde la corrélation qui existe entre ces deux quantités mais qui est toujours visible sur la figure 8.15.

- **Baryons multiétranges**

À partir des meilleures valeurs de n obtenues des ajustements des spectres en masse transverse des (π,K,p), nous avons réalisé les ajustements de spectres de notre analyse sur les Ξ en fixant cette fois la valeur de n et en laissant libres la température et la vitesse de flot transverse. Un ajustement commun aux (π,K,p) n'a pas été faisable. Les spectres de Ξ^-+$\bar{\Xi}^+$ont donc été traités indépendamment des particules plus légères. Les contours pour les différents domaines de centralité de notre étude sont représentés sur la figure 8.15 et comparés aux résultats pour les pions, kaons et protons. Les contours à 1 et 2σ pour le domaine de centralité (0-5%) sont remplis en noir et gris respectivement. Les contours (3), (4)+(5), (6)+(7) et (8)+(9) sont le résultat des ajustements des spectres 10-20%, 20-40%, 40-60% et 60-80% de centralité. Les traits pleins dessinent les contours à 1σ du meilleur couple (T,$< \beta_{\mathrm{T}} >$), les lignes tiretées à 2σ. Pour les différents domaines de centralité, nous avons utilisé les valeurs de n suivantes : n=0.81, 0.82, 0.91, 1., 1.42 des collisions centrales aux collisions périphériques.

À la différence de (π,K,p), les contours des Ξ^-+$\bar{\Xi}^+$ne semblent pas montrer de dépendance particulière avec la centralité (étoiles sur la figure 8.16) suggérant qu'ils acquièrent leurs propriétés cinématiques toujours à la même température T_{cin}. La vitesse de flot ra-

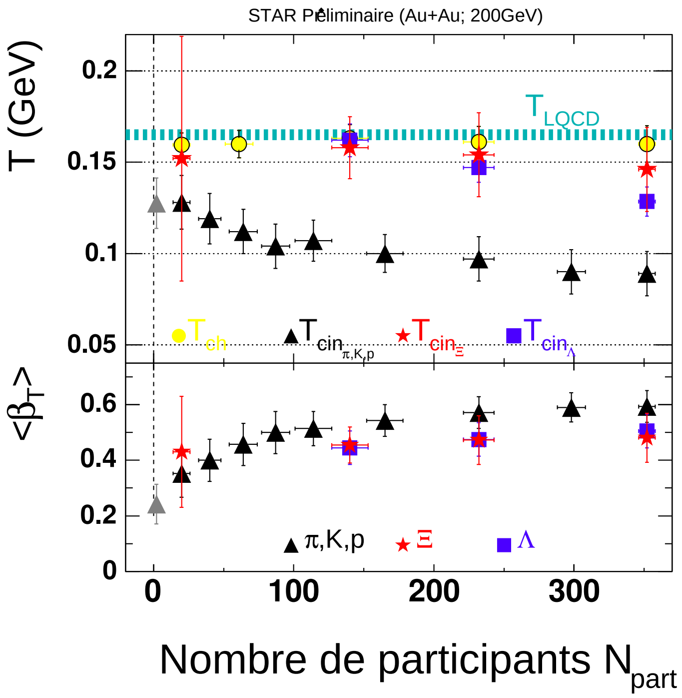


Figure 8.16 – Évolutions décorrélées de T_{cin} et de $<\beta_T>$ en fonction de la centralité de la collision pour le triplet (π,K,p) (triangles), les Λ (carrés) et les Ξ (étoiles) séparément pour les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}}$ = 200 GeV.

dial en revanche, semble légèrement diminuer avec une collision qui devient de plus en plus périphérique.

- Un flot développé avant l'hadronisation ?

Prenons le cas des collisions les plus centrales. (1) Il n'a pas été possible d'inclure les Ξ aux ajustements de (π,K,p) suggérant que les baryons multiétranges ne prennent pas part aux mouvements collectifs d'expansion radiale des autres particules. (2) Alors que $T_{cin}^{(\pi,K,p)} \sim 90$ MeV, on trouve une température de FO cinétique pour les Ξ de $T_{cin}^{\Xi+\bar{\Xi}} = 146.1 \pm 23.3$ MeV. Ces différences de température nous entraînent à penser que les Ξ ne prenant pas part au mouvement collectif commun sont créés beaucoup plus tôt dans la collision, qu'ils se découplent plus tôt du système emportant avec eux les propriétés cinématiques qu'ils auront lors de la mesure. (3) Cependant, le résultat de l'ajustement nous montre que ces derniers ont une vitesse de flot transverse $< \beta_{\mathrm{T}} > = 0.48 \pm 0.09$ c et que, du fait que T_{cin} soit proche de T_{ch}, peu de temps a dû s'écouler entre FO chimique et cinétique (s'ils existent séparément). Cela suggère que le flot porté par les Ξ est certainement le fruit d'interactions qui ont eu lieu avant le FO chimique (avant l'hadronisation), alors que le système était encore à l'état de partons. Le flot des Ξ aurait donc une composante partonique importante et probablement une faible composante hadronique du fait de leur faible section efficace d'interaction avec leur environnement hadronique. Pour les (π,K,p), en revanche, l'additivité du flot et la grande différence obtenue entre T_{cin} et T_{ch} semblent révéler que le flot qu'ils portent est pour une grande part développé dans la phase hadronique. Ce flot doit contenir également une composante partonique. Cependant, à la différence des baryons doublement étranges, cette dernière n'est pas quantifiable puisque masquée en grande partie par la phase hadronique qui succède au FO chimique. Ce troisième point est de plus renforcé par l'évolution des contours des Ξ^{-}+$\bar{\Xi}^{+}$avec la centralité. Ces derniers ne montrent que très peu de dépendance avec la centralité (sous réserve des grandes barres d'erreur que nous obtenons cependant) en accord avec des particules qui sont peu sensibles à la phase hadronique qui les entoure et qui évoluent indépendamment du reste des particules.

Les baryons multiétranges sont donc fort intéressants car le flot qu'ils développent semble avoir été créé dans un système à l'état partonique ; ce qui révèle également qu'une forte interaction entre ces partons a dû exister. Ces observations et suppositions plaident en faveur de la formation d'une matière aux degrés de liberté partoniques interagissant fortement au RHIC. Cette idée de flot collectif entre partons a été renforcée récemment par la mesure du flot elliptique des baryons multiétranges par la collaboration STAR. Le résultat de cette analyse pour les Ξ et Ω a été déjà illustré par les figures 8.4 et 8.8. On note (1) que le flot elliptique de ces baryons multiétranges n'est pas nul et est aussi important que le flot elliptique des Λ, baryons simplement étranges ; (2) que les courbes v_2/n en fonction de p_T/n conduisent à une superposition des distributions pour les mésons et les baryons suggérant que le flot elliptique mesuré n'est rien d'autre que la somme des flots de chacun des constituants dans le domaine de p_T intermédiaire ; (3) que le comportement expérimental de v_2 dans le domaine de basse impulsion transverse est en accord avec les prédictions théoriques des modèles hydrodynamiques incluant une transition de phase d'un plasma à un gaz de hadrons et faisant l'hypothèse d'une thermalisation locale du système. **Ces résultats incitent à conclure qu'une matière aux degrés partoniques interagissant fortement a certainement été créée aux énergies du RHIC.**

8.3.4.3 Dépendance du flot radial avec la masse des particules

Sur la figure 8.17, nous avons représenté le résultat de l'ajustement des spectres des $\Lambda + \bar{\Lambda}$ dont nous avons disposé pour les trois domaines les plus centraux (barres d'erreur moins grandes). Pour que l'ensemble de nos résultats soient cohérents, les valeurs de n caractérisant le profil de vitesse ont été fixées aux mêmes valeurs que celles utilisées pour les (π,K,p) puis les Ξ, pour chaque tranche de centralité. Les contours à 1σ des Λ sont comparés aux contours pleins des Ξ (surface noire = 0-5%, gris foncé = 10-20% et gris clair = 20-40%). Les contours des Λ ne se superposent pas à ceux des (π,K,p) et à la différence des baryons multiétranges plus lourds, les Λ présentent une dépendance avec la centralité de T_{cin} et de $< \beta_T >$. Ces deux quantités décorrélées ont été représentées sur la figure 8.16 en fonction de la cetralité de la collision. Les Λ de masse comprise entre les protons et les Ξ ont un comportement intermédiaire entre les particules légères et les particules plus lourdes doublement étranges. Cela suggère qu'ils portent certainement un peu d'information qui aurait précédé le FO chimique mais qu'ils interagissent assez fortement avec le milieu qui suit l'hadronisation à la différence des Ξ. Cela se traduit par une température qui diminue et une vitesse de flot qui augmente avec la centralité qui augmente.

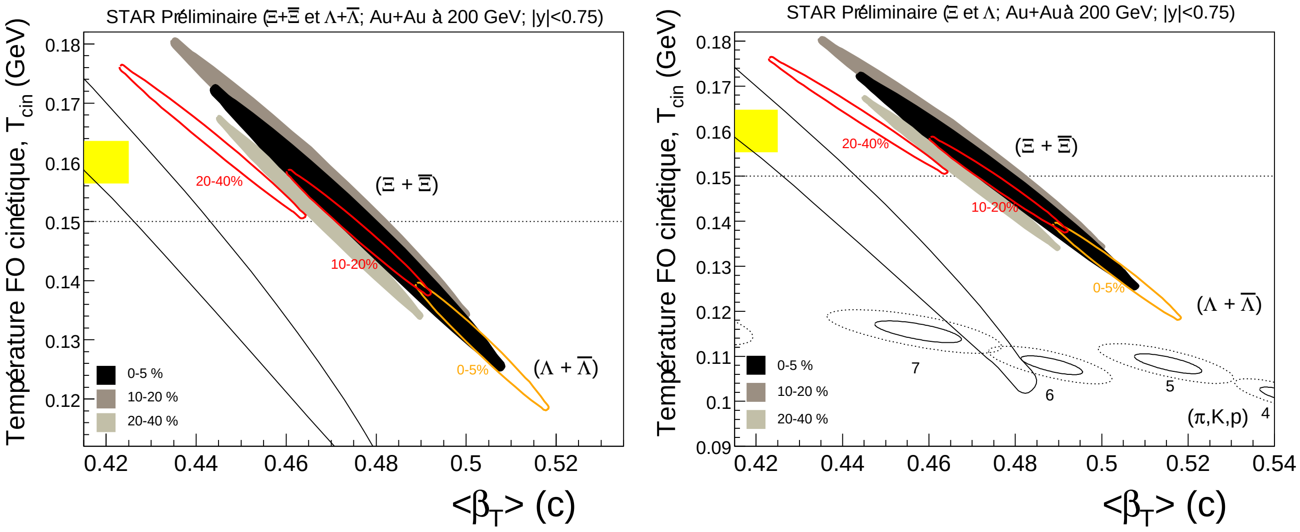


Figure 8.17 – Gauche : corrélation entre la température de FO cinétique et de la vitesse de flot transverse moyenne, quantités extraites d'un ajustement des spectres en masse transverse des Λ et des $\Xi^-+\bar{\Xi}^+$lors des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV. Les contours à 1 σ (trait plein) et 2 σ (traits tiretés et pointillés) du meilleur couple de valeurs (T$_{cin}$,<β_T>) sont représentés pour les 3 domaines de plus grande centralité. Droite : même représentation comparée en plus aux contours des (π,K,p).

8.3.4.4 Dépendance du flot radial avec l'énergie de la collision

Finalement, nous présentons les résultats préliminaires obtenus pour les baryons doublement étranges à $\sqrt{s_{NN}}$ = 62.4 GeV. N'ayant pas disposé des valeurs de n des (π,K,p) à cette énergie, deux jeux de contours ont été sélectionnés. Nous avons réalisé une première analyse en ne gardant que les contours déterminés avec les valeurs de n utilisées à 200 GeV. Ensuite, nous avons déterminé les valeurs de n conduisant au plus petit χ^2/ndf. Ces valeurs ont été fixées pour extraire les contours présentés sur la figure 8.18.

Comme à 200 GeV, les contours ne présentent pas de dépendance en température avec la centralité de la collision. De plus, les températures de FO cinétique obtenues sur chaque domaine de centralité sont proches de la température obtenue à 200 GeV. Le flot mesuré est susceptible de provenir également de l'interaction entre partons avant l'hadronisation du système. La vitesse de flot transverse moyenne en revanche est plus faible à 62.4 GeV qu'à 200 GeV suggérant que le flot des multiétranges à plus basse énergie est plus faible.

8.3.4.5 Quelques éléments de discussion et quelques limitations

Nous avons discuté assez longuement de résultats extraits de la paramétrisation du *Blastwave*. Cependant, cette paramétrisation très phénoménologique présente un certain nombre d'incertitudes que l'on ne peut pas négliger.

1 - Les contours présentés dépendent très fortement de la quantité n qui à elle seule conditionne très fortement leur position dans le plan (T,< β_T >). Nous avons pris en compte

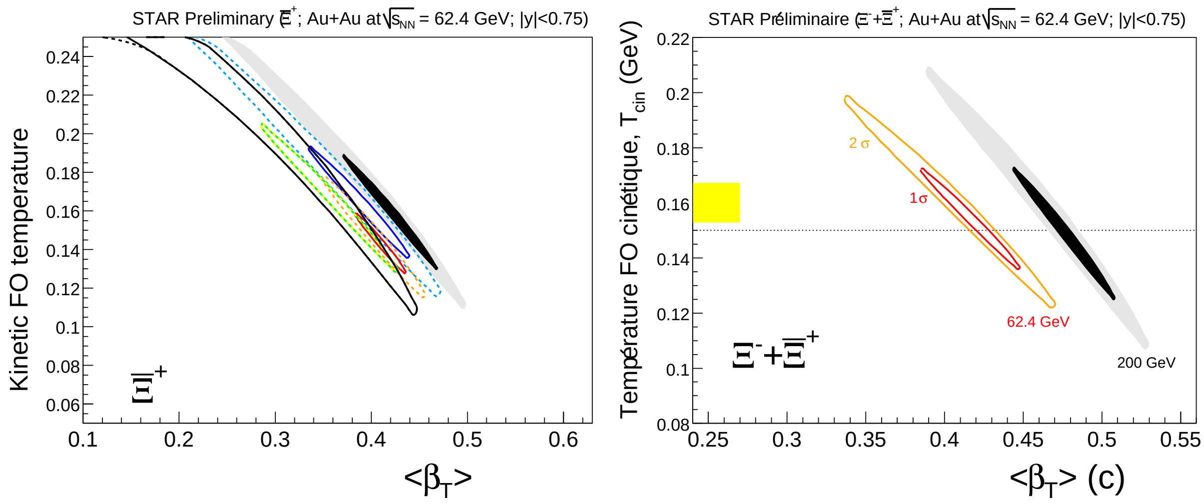


Figure 8.18 – Gauche : corrélation entre la température de FO cinétique et de la vitesse de flot transverse moyenne, quantités extraites d'un ajustement des spectres en masse transverse des $\Xi^{-}+\bar{\Xi}^{+}$lors des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 62.4 GeV. Les contours à 1 σ (trait plein) et 2 σ (traits tiretés et pointillés) du meilleur couple de valeurs (T_{cin},$<\beta_T>$) sont représentés pour les 5 domaines (0-10% (zones grisées), 10-20%, 20-40%, 40-60% et 60-80% (contours de la droite vers la gauche)). Droite : comparaison des contours des $\Xi^{-}+\bar{\Xi}^{+}$lors des collisions les plus centrales à $\sqrt{s_{NN}}$ = 62.4 GeV par rapport aux contours centraux des $\Xi^{-}+\bar{\Xi}^{+}$à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV.

cette observation en ne gardant que les valeurs de n conduisant au meilleur χ^2/ndf de chacun des ajustements ou en gardant la même valeur de n pour un type de collision et une énergie donnés. En Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV, ce sont les (π,K,p) qui ont fixé les valeurs de n, gardées ensuite pour les Λ et les Ξ.

2 - Nous ne pouvons pas négliger le fait que les contours sont très dépendants de la forme des spectres dans les basses impulsions. Or, actuellement dans STAR, la mesure des spectres des multiétranges dans les bas p_T peut se faire jusqu'à environ 0.7 GeV/c. Les spectres ont été ajustés par le modèle à partir de cette valeur en prenant en compte les erreurs systématiques. C'est ce qui explique les contours assez larges obtenus.

3 - Enfin, nous ne pouvons pas passer sous silence l'effet des résonances sur les spectres en impulsion/masse transverse. Une étude récente d'un membre de la collaboration STAR semble montrer que ces dernières modifient peu le résultat des contours pour les (π,K,p), les premiers concernés par les résonances []. L'amélioration à l'avenir des techniques d'analyse et la correction des spectres des résonances pourra conduire à réinterpréter nos résultats actuels sur un possible double FO.

4 - Une étude récente de Tomasik [Toma 05] montre l'impossibilité d'ajuster à la fois les spectres en impulsion transverse des particules et les rayons HBT avec les mêmes paramètres de FO, l'amenant à conclure à la non pertinence du *Blastwave* pour reproduire toutes les données. Il faudrait toutefois s'assurer de la cohérence des résultats d'analyse avant de conclure.

5 - Qu'un système puisse subir successivement deux états d'équilibre peut paraître contre nature. Il semble difficile de trouver des exemples concrets aujourd'hui. Certains

modèles de production de particules préconisent uniquement un état d'équilibre pour la matière créée au RHIC. Dans ce cadre, une seule température d'équilibre est définie et est de l'ordre de T = 165 MeV [BFH 03].

6 - Si un double FO est possible, nos résultats dans le cadre du *Blastwave* sont incompatibles avec l'idée d'une hadronisation simultanée avec une même température pour toutes les particules, à la différence des modèles hydrodynamiques qui obtiennent une seule et même température de FO cinétique pour toutes les particules de T_{cin} ~130 MeV.

8.4 Conclusion sur ce chapitre

Ce chapitre nous a permis de sonder les collisions, de leur dynamique aux mécanismes de production des particules qui s'y développent. En étudiant le transport des baryons, nous avons vu qu'à RHIC, le domaine de mi-rapidité est le lieu privilégié de la production de particules étranges et d'antimatière et où les conditions de formation et d'existence d'un plasma sont les mieux remplies. Ce domaine est donc le lieu privilégié d'étude du PQG. Nous avons vu cependant qu'un déplacement en rapidité du domaine central aux grandes rapidités permet de sonder une matière dont les propriétés chimiques changent et se rapprochent de systèmes formés lors de collisions de plus basses énergies.

Nous avons pu mener une discussion sur les mécanismes de production des particules à mi-rapidité par l'intermédiaire du rapport R_{CP} dans les collisions Au+Au et d+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 et $\sqrt{s_{NN}}$ = 62.4 GeV en accord avec les mesures de STAR sur le flot elliptique. Trois domaines d'impulsion transverse semblent se distinguer : (1) la région de basses impulsions transverses bien décrite par des modèles hydrodynamiques qui utilisent une équation d'état et une transition de phase vers un PQG pour prédire et reproduire avec un bon accord les spectres des particules ainsi que le flot elliptique à bas p_T. Ce domaine d'impulsion est dominé par des processus doux de production de particules. (2) Le domaine des p_T intermédiaires ($2 < p_T < 5$ GeV/c) où, semble apparaître une dépendance de R_{CP} et de v_2 avec le type des particules et non leur masse, est aujourd'hui bien décrit par des modèles de coalescence et de recombinaison de quarks, suggérant qu'une interaction non négligeable a lieu entre partons. (3) Les hauts p_T ($p_T > 5$ GeV/c) où les processus durs semblent être dominants.

Ce domaine de hauts p_T est, à l'heure actuelle, une région privilégiée car la suppression observée de la production de hadrons semble mettre en évidence la formation d'une matière dense et chaude au RHIC qui interagit fortement. La suppression de R_{CP} des baryons doublement étranges est observée dans le cas des collisions Au+Au et elle ne l'est pas avec la statistique dont nous disposons aujourd'hui dans les collisions d+Au. Il semble en être de même à 62.4 GeV, cependant les résultats sont encore trop préliminaires pour conclure.

Finalement, une interprétation des spectres des Ξ dans le cadre d'un modèle inspiré de l'hydrodynamique semble révéler l'existence d'un double FO. Les particules connaîtraient d'abord un premier état d'équilibre à T_{ch} ~160 MeV, puis, avec le système refroidissant, elles se découpleraient plus tôt du système (T_{cin} ~ 150 MeV), à la différence des particules plus légères qui, elles, subiraient d'abord des rediffusions entre elles avant que leurs propriétés cinématiques soient figées. Une interprétation dans le cadre d'un modèle hydrodynamique ne révèle qu'une seule et même température de FO cinétique pour toutes les particules d'environ T_{cin} ~ 130 MeV. Le modèle de Broniowski et Florkowski permet de reproduire les spectres de toutes les particules avec une seule et même température de FO $T_{ch} = T_{cin} \sim 165$ MeV. Le modèle du *Blastwave* nous conduit à conclure, du fait du découplage des Ξ tôt dans le système, que ces derniers développent un flot qui serait apparu avant l'hadronisation, donc dans un système dominé par des degrés de liberté partoniques. Résultats en accord avec les mesures actuelles du flot elliptique.

Conclusions et perspectives

La Grive draine
Turdus viscivorus

L'analyse des données collectées par STAR lors de collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV et $\sqrt{s_{NN}}$ = 62.4 GeV ainsi que celles obtenues avec le système plus petit d+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV nous a permis d'extraire les spectres en masse/impulsion transverse des baryons doublement étranges Ξ^-et $\bar{\Xi}^+$. La motivation à l'origine de ce travail est la prédiction qui avait été faite en 1982 sur la production d'étrangeté, proposée alors comme signature du plasma. Le message était clair. Dans le cas du passage du système créé lors des collisions d'ions lourds par une phase de Plasma de Quarks et de Gluons (PQG) (chapitre 1), une augmentation "anormale" de la production d'étrangeté devrait être observée par rapport au cas où le système n'aurait traversé qu'une phase de type gaz de hadrons (chapitre 2).

Comme nous l'avons vu dans les chapitres 3, 4, 5 et 6, l'utilisation de la chambre à projection temporelle et la reconstruction des traces laissées par le passage des particules chargées dans cette dernière nous ont permis de reconstruire et d'identifier les Ξ^-et $\bar{\Xi}^+$. De l'extraction de leurs spectres en masse/impulsion transverse, nous avons pu distinguer deux approches physiques, l'une se référant à l'amplitude de ces spectres et l'autre, à leur forme.

Dans la première approche, il nous a été possible de sonder les propriétés chimiques du système. Ce terme de "chimique" fait référence aux nombres de particules présentes dans le milieu. Ce nombre de particules est exprimé en terme de taux de production par événement des Ξ. De ces taux et de leurs rapports, il est possible d'extraire des quantités thermodynamiques susceptibles de caractériser le milieu et son degré d'équilibration chimique. A priori, une telle approche s'applique essentiellement à des systèmes non nécessairement en mouvement.

Notre deuxième approche a consisté à étudier la dynamique du système par l'intermédiaire de la forme des spectres en masse/impulsion transverse. Il nous a été possible d'extraire un paramètre de température T traduisant le moment où les propriétés cinématiques des particules se figent dans le système, de même que leur vitesse d'expansion transverse caractéristique de la dynamique de la collision.

Le chapitre 7, tout d'abord, a été consacré à l'étude des propriétés chimiques de la matière créée au RHIC par l'intermédiaire d'un modèle hadronique ne supposant pas la formation d'un plasma pour expliquer l'évolution des taux de production avec la centralité de la collision. Nous avons également exploité les modèles statistiques de production de particules ainsi que le modèle de suppression pour étudier et interpréter la production d'étrangeté observée.

Une étude des taux de production avec la centralité de la collision montre clairement une augmentation de la production d'étrangeté avec cette dernière, évolution plus rapide que linéaire avec la centralité. En comparant l'augmentation des taux de production des Ξ avec celle des taux de production des baryons Λ simplement étranges et les baryons protons non étranges, il a été montré également que l'augmentation pour les Ξ avec la centralité est beaucoup plus importante que celle des Λ, elle-même plus grande que celle des protons. Cette observation est en accord avec les prédictions d'une augmentation de la production d'étrangeté d'autant plus marquée que la particule est étrange si le système est passé par un état de plasma. Notons toutefois qu'un modèle hadronique (dont nous n'avons pas disposé des prédictions à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}}$ = 200 GeV) semblait reproduire avec un bon accord les taux à 130 GeV donc la hiérarchie observée des taux en fonction du contenu en quarks étranges. Il semblerait d'après ses auteurs que la tendance à 200 GeV reste inchangée [Ferr 05] et pourrait ainsi reproduire les résultats que nous avons obtenus. Cela reste à vérifier.

Une comparaison des taux de production avec les collisions du plus petit système d+Au en fonction de la centralité de la collision ne montre aucun décrochement des taux de production avec la taille du système. Nous interprétons cette observation comme un indice potentiel d'une transition de type *crossover* dans le cas où le plasma aurait été formé en laboratoire.

Le fait de manipuler des résultats corrigés des imperfections des techniques d'analyse (chapitre 5) nous donne une liberté d'action en particulier pour étudier les rapports des taux de production de particules différentes. À ce sujet, les rapports Ξ^-/π et $\bar{\Xi}^+/\pi$ prennent sens alors qu'ils sont comparés aux rapports des Λ/π et des Ω/π entre les énergies du SPS et celles du RHIC. Deux effets y sont mis en évidence au delà de $\sqrt{s_{NN}}$ = 8.8 GeV. L'augmentation des rapports (antiparticule étrange/pion) observée aussi bien pour les $\bar{\Lambda}$, $\bar{\Xi}^+$et $\bar{\Omega}^+$montre clairement les effets de la diminution du potentiel chimique baryonique dans le milieu. Ce dernier traduit le fait qu'en ajoutant de l'énergie au système, on crée relativement plus d'antimatière que de matière. On se rapproche ainsi de l'axe des ordonnées du diagramme des phases de la matière nucléaire, donc des conditions de l'univers primordial.

À l'inverse, la diminution du rapport (particule/pion) d'autant moins marquée que la particule est étrange montre encore que c'est la production d'antimatière légère qui conditionne les distributions mais à cette dernière s'ajoutent également les effets de l'étrangeté. On constate une suppression du rapport d'autant moins marquée que la particule au numérateur de ces rapports est étrange. Dans le cas du Ξ, on commence à voir les effets de la production d'étrangeté (d'entropie) dominer devant la production d'antimatière légère. Cela semble encore plus clair pour les Ω.

Une grande partie du chapitre 7 est consacrée à une étude des modèles statistiques qui ont été classés suivant trois types : "non-équilibré, semi-équilibré et équilibré". Ces trois modèles nous ont donné accès à une valeur de la température de *freeze-out* chimique du système ($T_{ch} \sim 160$ MeV) ainsi qu'à son potentiel chimique baryonique $\mu_B \sim 24$ MeV. La température est proche de celle obtenue au SPS. En revanche, μ_B a nettement diminué entre le SPS et RHIC en accord avec ce qui est attendu. **Nous avons porté également**

un intérêt tout particulier au facteur d'occupation de l'espace des phases par l'étrangeté dont la valeur de 1 apparemment atteinte dans les collisions les plus centrales au RHIC dans le cas du modèle semi-équilibré suggère que l'équilibre chimique du système y a été atteint.

Nous avons étudié le rapport d'augmentation d'étrangeté par rapport aux collisions p+p. Ces résultats ont été comparés à ceux des énergies moindres ainsi qu'au modèle de suppression canonique. Ce dernier ne semble pas pertinent pour reproduire l'ensemble des données sur les baryons multiétranges accessibles depuis le SPS jusqu'au RHIC. Les résultats obtenus ont conduit à nous interroger sur la pertinence de N_{part} pour traduire le volume du système formé au RHIC.

Enfin, la dernière partie du chapitre 7 a été consacrée à une étude "empirique" sur le volume du système et en particulier sur le volume dans lequel l'étrangeté est susceptible de se former. Les spectres en masse transverse nous disent a priori que, comme l'essentiel des particules se trouve dans les domaines de basse impulsion, la production des particules devrait être dominée par des processus physiques "doux" n'intervenant pas aux premiers instants de la collision. À ce propos, les taux de production des Ξ devraient évoluer proportionnellement au nombre de participants avec la centralité de la collision. Il n'en est rien. Nous avons donc cherché une observable susceptible de donner une proportionnalité. Il semblerait par exemple qu'une combinaison linéaire de N_{part} et N_{bin} permette de donner cette proportionnalité. Qu'il s'agisse ou non du fruit du hasard, cela reste une piste intéressante à poursuivre nous suggérant que les mécanismes de production de l'étrangeté peuvent provenir à la fois des interactions dures de début de collision et d'interactions plus douces ensuite.

Que dire à présent des baryons multiétranges et de la dynamique de la collision ? La réponse à cette question a été développée au cours du chapitre 8.

Les baryons multiétranges, à la différence des protons dans l'expérience PHENIX, ont pu être mesurés, grâce aux techniques de reconstruction utilisées dans la TPC jusqu'à des impulsions transverses de l'ordre de 6 GeV/c (contre $p_T \sim$ 3-3.5 GeV/c pour les protons dans PHENIX). Ce point est extrêmement important, voire même décisif par rapport à l'interprétation des données qui est menée aujourd'hui. Il a été observé en effet, que, comme les particules plus légères, le facteur de modification nucléaire (R_{CP}/R_{AA}) des baryons multiétranges présente une suppression à haut p_T en faveur de la formation, au RHIC, d'une matière dense interagissant fortement. **Cette suppression serait attribuée à une perte d'énergie des partons par radiation de gluons alors qu'ils auraient traversé une matière dense et chaude. Ce phénomène de perte d'énergie conduirait à une suppression de la formation de hadrons plus énergétiques donc dans les plus hautes impulsions transverses.**

Les collisions de contrôle d+Au dans lesquels des phénomènes nucléaires comme l'effet Cronin ou le *shadowing* sont présents ne présentent pas de suppression de R_{CP} aussi marquée que pour les collisions Au+Au semblant montrer que la suppression observée serait bien due à des phénomènes développés dans l'état final (où un plasma a pu se former) et non dans l'état initial de la réaction (où les phénomènes de rediffusion sont encore très présents).

Le deuxième point important relatif à la mesure du R_{CP} des baryons multiétranges concerne un comportement particulier de ce dernier mis en évidence. Si l'on représente tous les mésons et tous les baryons ensemble, deux paquets se distinguent relatifs au type de particules observé et non à leur masse. Dans le cas des mésons, R_{CP} croît jusqu'à environ 2-2.5 GeV/c puis entame une décroissance. En revanche, à cette impulsion transverse, R_{CP} des baryons ne sature toujours pas et continue de croître jusqu'à p_T de l'ordre de 3-3.5 GeV/c avant de décroître. Ce résultat mettrait ainsi en évidence une dépendance méson/baryon de R_{CP}.

Cette idée semble se confirmer aujourd'hui en particulier en raison du succès qu'ont eu les modèles de coalescence et recombinaison de quarks à reproduire les données. À partir de la recombinaison d'un parton de faible impulsion et d'un parton d'impulsion quelconque, ces modèles proposent d'expliquer la formation hadronique dans le domaine des p_T intermédiaires et non à partir de la fragmentation de partons de haute impulsion transverse. Au premier ordre en p_T, cela signifie par exemple qu'une division de l'impulsion d'une particule mesurée par 2 ou 3 selon qu'il s'agisse d'un méson ou d'un baryon donne l'accès à de l'information relative à ses quarks constituants. Actuellement, le succès de tels modèles est reconnu mais fortement discuté, dans la mesure où ils parviennent à reproduire les spectres en masse/impulsion transverse des particules sur le domaine de p_T intermédiaires, et aussi car ils reproduisent avec un bon accord R_{CP} et sa dépendance méson/baryon à p_T intermédiaire. Leurs limitations sont énoncées dans le chapitre 2.

Au-delà même de R_{CP}, ces modèles exploitent la linéarité de la composante v_2 issue du développement de Fourier des spectres de particules par rapport au plan de réaction, traduisant des effets de flot elliptique dans le système afin de mettre en évidence l'existence d'un flot à l'échelle des quarks constituants. Et expérimentalement, cela semble fonctionner. Peut-on en déduire que la matière créée au RHIC a présenté des degrés de liberté partoniques ? Ces modèles ne permettent pas de l'affirmer dans la mesure où les quarks qu'ils utilisent pour décrire v_2 par exemple sont massifs. Est-ce le fruit du hasard ?

Quoi qu'il en soit, l'information que l'on peut extraire de l'observation de v_2 est que, de manière certaine, la collaboration STAR a mesuré une valeur de flot elliptique non négligeable : flot qui ne peut que naître de fortes interactions aux premiers instants de la collision alors que le système y est au moins localement thermalisé. Les modèles hydrodynamiques semblent le montrer en parvenant à reproduire dans le domaine des basses impulsions transverses les distributions de v_2. Ce flot naîtrait donc de l'interaction entre partons élémentaires de la matière. Notre travail de thèse concernant les baryons multiétranges s'inscrit parfaitement bien dans cette problématique. Les spectres en masse transverse analysés par l'intermédiaire d'une paramétrisation simplifiée du *Blastwave* nous ont permis d'extraire une température de *freeze-out* cinétique ($T_{cin} \sim 146$ MeV) nettement plus élevée que celle des particules plus légères π, K et p ($T_{cin} \sim 90$ MeV) ainsi qu'une vitesse d'expansion transverse plus faible que pour (π,K,p). Ces deux paramètres suggèrent : (1) non seulement que les Ξ ne prennent pas part au même comportement collectif que les particules plus légères, (2) mais aussi qu'ils seraient formés plus tôt dans le système. On dit qu'ils s'en "découpleraient" plus tôt. Le fait que T_{cin} soit proche de la température de FO chimique extraite par les modèles statistiques ($T_{ch} \sim 160$ MeV) laisse à penser que peu de temps s'est écoulé pour ces particules entre les FO chimique et cinétique et qu'en ce court laps de temps, elles n'ont pas dû pouvoir interagir fortement avec leur environnement. Cette idée est renforcée par le fait que ces particules ont probablement une faible section efficace d'interaction. Cela suggèrerait donc que le **flot radial qu'elles développent serait né essentiellement des interactions qui ont précédé le FO chimique, donc apparemment à l'échelle des partons**.

Nos résultats semblent être cohérents avec les résultats du RHIC aujourd'hui et s'insèrent relativement bien dans les travaux entrepris par les différentes expériences de RHIC pour la mise en évidence du plasma.

Tels qu'ils ont été analysés et présentés dans ce travail de thèse, les Ξ et par là-même les baryons multiétranges sont intéressants pour sonder la matière formée au RHIC. Ils ne constituent plus vraiment une signature attitrée et privilégiée du plasma mais davantage des briques supplémentaires à ajouter à l'observation d'un ensemble cohérent et c'est en ce sens que l'étrangeté sera considérée ou devra être considérée à l'avenir. Comme nous l'avons développé au chapitre 7, l'argument d'augmentation d'étrangeté par rapport au système p+p est encore trop fragile aujourd'hui pour être pleinement exploité et ce sont davantage les arguments énoncés ci-dessus qui font de l'étrangeté une carte maîtresse du RHIC.

Nous pensons en particulier aux futures prises de données du RHIC qui, pour des raisons budgétaires, seront certainement moins nombreuses que prévues initialement. Elles devraient toutefois permettre d'étudier les collisions de plus petits systèmes de type Cu+Cu. Ce test, comme nous l'avons commenté au chapitre 7, est nécessaire aujourd'hui pour tester la pertinence de quantités comme le nombre de participants afin de traduire les effets du volume sur la production de particules. À nombre de participants équivalent, une collision centrale Cu+Cu donnera-t-elle des produits équivalents à ceux obtenus dans des collisions Au+Au plus périphériques ? Les prises de données à venir devraient également permettre d'améliorer l'analyse préliminaire que nous avons menée sur les Ξ en Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV en exploitant pleinement les grandes statistiques qui devraient être atteintes prochainement.

Plus récemment dans notre thèse, nous avons développé un réseau de neurones que nous avons ensuite implémenté dans les codes de STAR pour tester sa pertinence à retrouver, parmi un bruit de fond considérable, un signal de Ξ [Horn 89, Bish 95, Just 96, Tuch 00, Marz]. Nous avons tenu à développer cette nouvelle technique d'analyse originale afin de nous écarter des méthodes classiques d'analyse pour en tester d'abord la validité mais aussi, pour sonder les domaines de basse impulsion transverse qui dominent les spectres en masse transverse. En effet, trop d'incertitudes sont encore présentes dans ces spectres à cette impulsion du fait du faible rapport signal sur bruit. La façon dont un réseau de neurones fonctionne s'apparente à un ajustement à n dimensions des données traitées. Le réseau par les calculs successifs de poids[3] présents dans sa structure en couches de neurones, recherche la meilleure paramétrisation possible de la masse invariante des Ξ à partir des informations qui lui sont données en entrée. Il s'agit là de la phase d'apprentissage du réseau. Une fois les données mises en entrée lues et relues plusieurs fois par ce dernier et identifiées en sortie comme du signal ou du bruit de fond à supprimer, le réseau

[3]Notons que les poids calculés n'ont pas vraiment de sens physique.

est utilisé sur un échantillon de données à analyser. Ces deux étapes sont représentées sur les figures 8.19 et 8.20. Sur la figure 8.19, nous présentons les réponses du réseau suite à

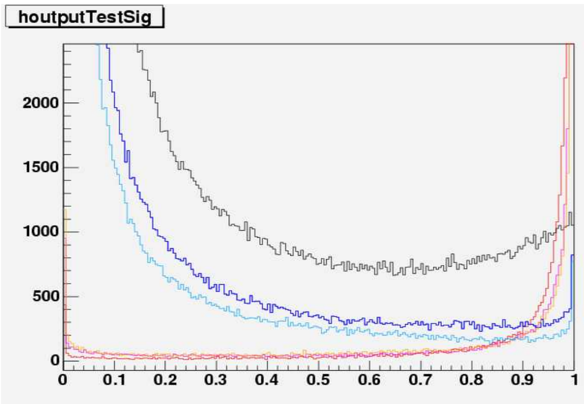


Figure 8.19 – Évolution de la réponse du réseau de neurones en fonction du nombre de périodes d'apprentissage. Le pic de signal obtenu en sortie de ce dernier se traduit par un pic à 1 et le bruit de fond par un pic à 0. On constate que pic de signal et pic de bruit s'affinent avec une augmentation des périodes d'apprentissage du réseau.

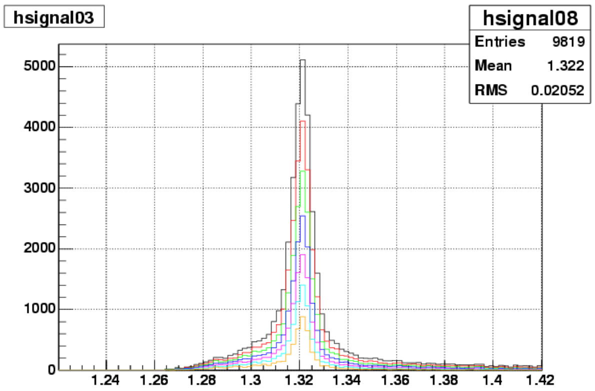


Figure 8.20 – Une fois le réseau entraîné, il est testé sur les données réelles. Les spectres en masse invariante obtenus à 200 périodes d'apprentissage sont présentés ici. Les différentes distributions sont obtenues pour une coupure appliquée sur la figure précédente ne gardant que les candidats Ξ au dessus respectivement de 0.3 (courbe du haut), 0.4, 0.5, 0.6, 0.7, 0.8 et 0.9 (courbe du bas).

un apprentissage de ce dernier successivement sur 20, 100 et 200 périodes d'appentissage. Plus le réseau est entraîné et plus le pic de signal (à 1) et le pic de bruit de fond (à 0) se distinguent. Le cas idéal serait de réduire au maximum le nombre de candidats dans la partie centrale de cette distribution, afin que signal et bruit se croisent environ autour de 0.5. En nous plaçant dans le cas où le réseau a été entraîné sur 200 périodes, les poids de chacune des couches du réseau ont été enregistrés puis utilisés pour analyser un échantillon des données. Les distributions représentées sur la figure 8.20 correspondent à la réponse du réseau de neurones sur le domaine de centralité 10-20% des données Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Les différentes distributions sont obtenues pour une coupure appliquée sur la figure précédente ne gardant que les candidats Ξ au dessus respectivement de 0.3 (courbe du haut), 0.4, 0.5, 0.6, 0.7, 0.8 et 0.9 (courbe du bas). En jouant sur la valeur de cette coupure, on modifie la pureté de l'échantillon analysé. Plus cette dernière est importante et plus le signal de Ξ est pur. De ce fait l'amplitude de la masse invariante est plus faible. Nous constatons là, que la phase d'apprentissage du réseau doit être suffisamment longue pour permettre la convergence de ses poids afin d'extraire l'information la plus pure possible des données analysées. Conclure sur la pertinence de cette technique d'analyse à ce stade serait trop hâtif. Ce travail nécessite d'être poursuivi en améliorant les paramètres mis en entrée de ce dernier lors de la période d'apprentissage, en étudiant comment la structure du réseau joue sur cette dernière. Alors seulement une quantification rigoureuse du signal de Ξ obtenu par cette technique serait envisageable de même que l'estimation de la pureté du réseau.

Les résultats actuels sont prometteurs et nous sommes relativement enthousiastes devant ces derniers. Cependant, le manque de transparence du fonctionnement du réseau ne permet pas un contrôle physique profond de l'analyse ; ce qui peut conduire à sous-estimer l'efficacité d'une telle méthode d'analyse. Il s'avère malgré tout que le réseau a permis d'extraire le signal de Ξ des événements de très haute multiplicité démontrant la puissance d'un tel procédé qui, à lui seul, "détermine" finalement quelles sont les coupures les plus adaptées pour extraire le meilleur signal de Ξ. Nous restons toutefois modestes quant à l'étendue de sa discrimination. Une quantification précise doit être effectuée. Nous ne pensons pas que l'amélioration de la statistique sera à la hauteur de nos espérances. Cette analyse est à poursuivre.

En conclusion générale de cette thèse, nous considérons que l'étrangeté n'est plus une signature à part entière de la formation du PQG mais est davantage une observable qui interviendra dans les différents domaines de physique investigués pour la recherche de la formation d'un nouvel état de la matière. L'absence d'un groupe "étrangeté" dans ALICE l'illustre.

Il serait certainement trop fort de conclure que l'ensemble des résultats que nous avons obtenus sont cohérents avec la formation au RHIC d'un état de Plasma de Quarks et de Gluons. Cependant, le parallèle qui a pu être fait entre ces derniers et d'autres résultats, nous conduit à conclure qu'il est clair qu'un nouvel état de la matière a été formé au RHIC. Cette matière semble être dense, chaude, aux degrés de liberté partoniques. Un grand nombre d'observables plaide en faveur de l'existence de fortes interactions entre ces derniers. Pour certains théoriciens, la preuve est faite que le PQG a bel et bien été découvert à RHIC [Gyu 04, GyMc 04]. Cependant, nous pouvons nous interroger sur le degré de thermalisation du système formé au RHIC en nous référant à J. Y. Ollitrault, pour qui, la limite de thermalisation n'a pas encore été atteinte au RHIC [Olli 05]. Il s'agit pourtant là de la "troisième" grande propriété caractéristique de l'état de plasma. L'accent devra donc être mis dans les expériences à venir sur la mise en évidence de ce point. Les quatre *white papers* des quatre expériences du RHIC vont également dans ce sens [Brah 04, PheWP 04, PhoWP 04, StaWP 05].

Cependant, un bémol doit être mis aujourd'hui quant-à une interprétation trop précipitée que l'on peut faire de v_2. Pour J. Y. Ollitrault également, le flot elliptique ne serait pas que sensible aux premiers instants de la collision donc ne serait pas que construit de l'interaction entre partons. Il serait également développer plus tardivement dans le système de l'interaction entre hadrons conduisant par exemple à la dépendance en masse de v_2 observée dans le domaine de basse impulsion transverse. Des travaux sont en cours d'élaboration sur ce sujet, nous verrons quelles implications ils auront à l'avenir sur l'interprétation des résultats expérimentaux du RHIC et du LHC.

À ce propos, l'étrangeté pourra encore être exploitée par l'intermédiaire de la mesure du flot des Ω et des Φ. Cependant, pour aller plus loin dans la thermalisation, les particules charmées pourront être abondamment étudiées avec la mise en place du projet de très haute luminosité RHIC II au BNL et surtout ALICE au CERN. La physique du charme ouvert dans sa partie centrale ainsi que des quarkonia par l'intermédiaire du bras à muons d'ALICE devrait nous réserver de nouvelles belles aventures.

Le BNL et le CERN seront les lieux privilégiés de la poursuite de la compréhension des propriétés du PQG. Ils permettront également de tenter de comprendre comment les particules acquièrent une masse alors que la symétrie chirale est brisée. ALICE sera le détecteur le mieux adapté pour sonder le domaine des petits x afin d'étudier les conditions de l'état initial et la validité du CGC, domaine de recherche qui anime une partie de la communauté des théoriciens aujourd'hui [BGV 04, BlGe 04, Venu 04, McLe 04].

Bibliographie

[Abre 00] M. C. ABREU *et al.*, COLLABORATION NA50, Phys. Lett. **B 477** (2000) 28-36.

[Abre 01] P. ABREU, Preprint: arXiv : hep-ph/0111395.

[Acca 04] A. ACCARDI et M. GUYLASSY, Preprint: arXiv : nucl-th/0402101.

[Acke 04] K. H. ACKERMANN *et al.*, Collaboration STAR, Nucl. Instr. Meth. **A 499** (2003) 713-719. Preprint : arXiv:nucl-ex/0211014.

[Adam 03] M. ADAMCZYK *et al.*, Collaboration BRAHMS, Nucl. Instr. and Meth. **A 499** (2003) 437.

[Adam 03a] J. ADAMS *et al.*, Collaboration STAR, Preprint : arXiv : nucl-ex/0311017.

[Adam 03b] J. ADAMS *et al.*, Collaboration STAR, Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 072304.

[Adam 03c] J. ADAMS *et al.*, Collaboration STAR, Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 172302.

[Adam 04a] J. ADAMS *et al.* Collaboration STAR , Phys. Rev. Lett. **92** (2004) 112301. Preprint: arXiv : nucl-ex/0310004.

[Adam 04b] O. BARANNIKOVA, Collaboration STAR , *private communication*.

[Adco 01a] K. ADCOX *et al.*, Collaboration PHENIX, Phys. Rev. Lett. **88** (2002) 022301. Preprint: arXiv : nucl-ex/0109003.

[Adco 01b] K. ADCOX *et al.*, Collaboration PHENIX, Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 3500.

[Adco 01c] K. ADCOX *et al.*, Collaboration PHENIX, Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 052301.

[Adco 02a] K. ADCOX *et al.*, Collaboration PHENIX, Phys. Rev. Lett. **88** (2002) 192303. Preprint: arXiv : nucl-ex/0202002.

[Adco 02b] K. ADCOX *et al.*, Collaboration PHENIX, Phys. Rev. Lett. **88** (2002) 022301.

[Adco 03] K. ADCOX *et al.*, Collaboration PHENIX, Phys. Lett. **B 561** (2003) 82. Preprint: arXiv : nucl-ex/0207009.

[Adco 04] K. ADCOX *et al.*, Collaboration PHENIX, Phys. Rev. **C 69** (2004) 024904. Preprint: arXiv : nucl-ex/0307010.

[Adle 00] C. ADLER, A. DENISOV, E. GARCIA, M. MURRAY, H. STROEBELE, S. WHITE, Preprint : arXiv: nucl-ex/0008005.

[Adle 01a] C. ADLER *et al.*, Collaboration STAR, Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 112303.

[Adle 03] C. ADLER *et al.*, Collaboration STAR, Nucl. Instr. and Meth. **A 499** (2003) 659.

[Adle 01b] C. ADLER *et al.*, Collaboration STAR, Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 182301.

[Adle 02] C. ADLER *et al.*, Collaboration STAR, Phys. Rev. Lett. **89** (2002) 092301.

[Adle 03] S. S. ADLER *et al.*, Collaboration PHENIX, Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 182301.

[Afan 02] S. V. AFANASIEV *et al.*, Collaboration NA49, Phys. Rev. **C 66** (2002) 054902. Preprint: arXiv : nucl-ex/0205002.

[Agga 01] M. M. AGGARWAL *et al.*, Collaboration WA98, Eur. Phys. Journal **C 18** (2001) 651.

[Ahle 99] L. AHLE *et al.*, Phys. Rev. **C 60** (1999) 064901.
Phys. Rev. **C 60** (1999) 044904.
Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 2650.

[Alar 87] J. P. ALARD *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 261** (1987) 379.

[Alba 90] C. ALBAJAR *et al.*, Nucl. Phys. **B 335** (1990) 261.

[Albe 02] C. ALBERGO *et al.*, COLLABORATION E896 Phys. Rev. Lett. **88** (2002) 062301.

[Alne 86] G. J. ALNER *et al.*, Z. Phys. **C 33** (1986) 1.

[Ande 00] J. O. ANDERSEN, E. BRAATEN et M. STRICKLAND, Phys. Rev. **D 61** (2000) 014017.

[Andr 03] A. ANDRONIC *et al.*, Phys. Lett. **B 571** (2003) 36.

[AnSh 73] V. V. ANISOVICH et V. M. SHEKHTER, Nucl. Phys. **B 55** (1973) 455.

[Anti 04] F. ANTINORI *et al.*, J. Phys. G **30** (2004) 823-840. Preprint: arXiv : nucl-ex/0403016.

[Antr 79] D. ANTREASYAN *et al.*, Phys. Rev. **D 19** (1979) 764.

[Appe 99] H. APPELSHAUSER *et al.*, COLLABORATION NA49 Phys. Rev. Lett. **82** (1999) 2471.

[Arle 02] F. ARLEO, J. High Energy Phys. **11** (2002) 44.

[Arno 03] L. ARNOLD *et al.*, COLLABORATION STAR Nucl. Instr. Meth. **A 499** (2003) 652.

[ASW 03] N. ARMESTO, C. A. SALGADO et U. A. WIEDEMANN, Phys. Rev. **D 69** (2004) 114003. Preprint: arXiv : hep-ph/0312106.

[Aube 83] J. J. AUBERT *et al.*, Phys. Lett. **B 123** (1983) 275.
R. G. ARNOLD *et al.*, Phys. Rev. Lett. **52** (1984) 727.

[Aube 87] J. J. AUBERT *et al.*, Collaboration EMC Nucl. Phys. **B 293** (1987) 740.

[Bach 99] J. BACHLER *et al.*, Collaboration NA49 Nucl. Phys. **A 661** (1999) 45.

[Back 00] B. B. BACK *et al.*, Collaboration PHOBOS, Nucl. Phys. **A 661** (2000) 690.

[Back 01] B. B. BACK *et al.*, COLLABORATION PHOBOS, Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 1970.

[Back 03] B. B. BACK *et al.*, COLLABORATION PHOBOS, Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 052303.

[Back 04] B. B. BACK *et al.*, Collaboration PHOBOS, Preprint: arXiv : nucl-ex/0410022.

[Bare 00] J. BARRETTE *et al.*, COLLABORATION E877 Phys. Rev. **C 62** (2000) 024901.

[Barr 77] C. BARROIS, Nucl. Phys. **B 129** (1977) 390.

[Bass 99] S. A. BASS *et al.*, Nucl. Phys. **A 661** (1999) 205.

[Bast 90] N. BASTID *et al.*, Nucl. Phys. **A 506** (1990) 637.

[BDMPS 97] R. BAIER, Y. L. DOKSHITZER, A. H. MUELLER, S. PEIGNE et D. SCHIFF, Nucl. Phys. **B 483** (1997) 291.

[BDMS 98] R. BAIER, Y. L. DOKSHITZER, A. H. MUELLER et D. SCHIFF, Phys. Rev. **C 58** (1998) 1706.

[BDPS 95] R. BAIER, Y. L. DOKSHITZER, S. PEIGNE et D. SCHIFF, Phys. Lett. **B 345** (1995) 277.

[Bear 02] I. G. BEARDEN *et al.*, Collaboration BRAHMS, Phys. Lett. **B 523** (2001) 227 et Phys. Rev. Lett. **88** (2002) 202301.

[Bear 03] I. BEARDEN *et al.*, Collaboration BRAHMS, Phys. Rev. Lett. **90** (2003) 102301.

[Bear 97] I. G. BEARDEN *et al.*, Collaboration NA44, J. Phys. G **23** (1997) 1865.

[Becc 01] F. BECATTINI, J. CLEYMANS, A. KERÄNEN, E. SUHONEN et K. REDLICH, Phys. Rev. **C 64** (2001) 024901.
Preprint: arXiv : hep-ph/0002267.
F. BECATTINI, M. GAZDZICKI, A. KERÄNEN, J. MANNINEN et R. STOCK, Phys. Rev. **C 69** (2004) 024905.

[Bell 03] R. BELLWIED *et al.*, Collaboration STAR, Nucl. Instr. Meth. **A 499** (2003) 640.

[BFH 02] W. BRONIOWSKI, W. FLORKOWSKI et B. HILLER, Phys. Rev. **C 65** (2002) 064905.

[BFH 03] W. BRONIOWSKI, W. FLORKOWSKI et B. HILLER, Phys. Rev. **C 68** (2003) 034911.
Preprint: arXiv : nucl-th/0403046.

[BGKMS 04] F. BECATTINI, M. GAZDZICKI, A. KERÄNEN, J. MANNINEN et R. STOCK, Preprint: arXiv : hep-ph/0310049.

[BGS 98] F. BECATTINI, M. GAZDZICKI et J. SOLLFRANK, Eur. Phys. J **C 5** (1998) 143.
Preprint: arXiv : hep-ph/9710529.

[BGV 04] J.-P. BLAIZOT, F. GELIS et R. VENUGOPALAN, Nucl. Phys. **A 743** (2004) 13.
Preprint: arXiv : hep-ph/0402256.

[Bich] H. BICHSEL et Collaboration STAR, *Calculated and experimental Landau spectra in a TPC*, STAR notes SN0439, SN0440 et SN0441.

[Bish 95] M. BISHOP, *Neural Networks for Pattern Recognition*, Oxford University Press, 1995.

[Bjor 82] J. D. BJORKEN, FERMILAB-PUB-82-059-THY.

[Bjor 83a] J. D. BJORKEN, Phys. Rev. **D 27** (1983) 1.

[Bjor 83b] J. D. BJORKEN, Phys. Rev. **D 27** (1983) 140.

[Blei 99] M. BLEICHER *et al.*, J. Phys. **G 25** (1999) 1859.

[Blei 05] M. BLEICHER *et al.*, *Private Communication (2005).*

[BlGe 04] J.-P. BLAIZOT et F. GELIS, Nucl. Phys. **A 750** (2004) 148.
Preprint: arXiv : hep-ph/0405305.

[Blum 04] C. BLUME, Collaboration NA49, Proceedings SQM2004,Preprint: arXiv : nucl-ex/0411039

[BMCOR 02] P. BRAUN-MUNZINGER, J. CLEYMANS, H. OESCHLER et K. REDLICH, Nucl. Phys. **A 697** (2002) 902.

[BMHS 9901] P. BRAUN-MUNZINGER, I. HEPPE et J. STACHEL, Phys. Lett. **B 465** (1999) 15-20. Preprint: arXiv : nucl-th/9903010.
P. BRAUN-MUNZINGER, D. MAGESTRO, K. REDLICH et J. STACHEL, Phys. Lett. **B 518** (2001) 41-46. Preprint: arXiv : hep-ph/0105229.

[BMSWX 96] P. BRAUN-MUNZINGER, J. STACHEL, J. P. WESSELS et N. XU, Phys. Lett. **B 365** (1996) 1.

[Bnl 94] Pour une revue des travaux au Laboratoire National Lawrence Berkeley, voir Nuclear Division, Annual report, ed. W. D. MYERS (1994)

[Brah 03] I. ARSENE *et al.*, Collaboration BRAHMS, Nucl. Phys. **A 715** (2003) 171c et *ibid* 482c, Collaboration BRAHMS, nucl-ex/0312023, and P. CHRISTIANSEN, *Ph. D. thesis*, Univ. Copenhagen, juin (2003), nucl-ex/0312023.

[Brah 04] I. ARSENE *et al.*,Collaboration BRAHMS, Preprint : arXiv : nucl-ex/0410020.

[Brat 04] E. L. BRATKOVSKAYA *et al.*, Phys. Rev. **C 69** (2004) 054907.

[Brun 87] R. BRUN *et al.*, *GEANT user guide*, CERN Report DD/EE/84-1 (1987).

[Brun 04] G. E. BRUNO, Collaboration NA57, J. Phys. **G 30** (2004) S717. Preprint: arXiv : nucl-ex/0403036.
J. Phys. **G 30** (2004) 823. Preprint: arXiv : nucl-ex/0305033.

[BSZ 00] R. BAIER, D. SCHIFF et B. G. ZAKHAROV, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **50** (2000) 37.

[Cain 04] H. CAINES, Collaboration STAR, Va être publié dans J. Phys. **G**, SQM (2005). Preprint: arXiv : nucl-ex/0412015.

[Cald 01] M. CALDERON DE LA BARCA SÁNCHEZ, *Charged Hadron Spectra in Au-Au Collisions at* $\sqrt{s_{NN}}$ *=130 GeV*, PhD Thesis, Yale University (2001).

[Cali 99] R. CALIANDRO, Collaboration WA97, J. Phys. **G** : Nucl. Part. Phys. **25** (1999) 171.

[Cape 02] A. CAPELLA *et al.*, Preprint: arXiv : nucl-th/0205014. Preprint: arXiv : nucl-th/0303045.

[Cart 73] B. CARTER et H. QUINTANA, Astrophys. Lett. **14** (1973),105.

[Cast 02] J. CASTILLO, *Production des particules doublement étranges dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes à* $\sqrt{s_{NN}}$ *=130 GeV*, Thèse de doctorat de l'Université Paris VII, (2002).

[Cast 03] J. CASTILLO, Collaboration STAR, Nucl. Phys. **A 715** (2003) 470.

[Cast 04] J. CASTILLO, Collaboration STAR, J. Phys. **G 30** (2004) S1207-S1212. Preprint: arXiv : nucl-ex/0403027.

[CaPa 75] N. CABIBBO et G. PARISI, Phys. Lett. **B 59** (1975) 67.

[CERN 00] U. HEINZ et M. JACOB, Preprint: arXiv : nucl-th/0002042.
http://info.web.cern.ch/Press/PressReleases/Releases2000/PR01.

[CFK 00] A. CAPELLA, E. G. FERREIRO et A. B. KAIDALOV, Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 2080.

[Chap 73] G. F. CHAPLIN *et al.*, Phys. Rev. **D 8** (1973) 4302.

[Chod 74] A. CHODOS, R. L. JAFFE, K. JOHNSON, C. B. Thorn et V. F. WEISSKOPF, Phys. Rev. **D 9** (1974) 3471.

[Chun 03] P. CHUNG *et al.*, Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 202301.

[CKKWX 05] J. CLEYMANS, B. KÄMPFER, M. KANETA, S. WHEATON et N. XU, Phys. Rev. **C 71** (2005) 054901. Preprint: arXiv : hep-ph/0409071.

[CKS 02] A. CAPELLA, A. B. KAIDALOV et D. SOUSA, *Why the J/ Ψ suppression enhanced at large transverse energy ?*, Phys. Rev. **C 65** (2002) 054908.

[CKSW 02] J. CLEYMANS, B. KÄMPFER, P. STEINBERG et S. WHEATON, Preprint: arXiv : hep-ph/0212335.

[ClRe 98] J. CLEYMANS et K. REDLICH, Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 5284.

[Comb 79] B. L. COMBRIDGE, Nucl. Phys. **B 151** (1979) 429.

[CoPe 75] J. C. COLLINS et M. J. PERRY, Phys. Rev. Lett. **34** (1975) 1353.

[Creu 77] M. CREUTZ, Phys. Rev. **D 15** (1977) 1128.

[CSS 85] J. C. COLLINS, D. E. SOPER et G. STERMAN, Nucl. Phys. **B 261** (1985) 104.

[DDT 80] Y. L. DOKSHITZER, D. DIAKONOV et S. I. TROIAN, Phys. Rept. **58** (1980) 269.

[DGLAP 7277] V. N. GRIBOV et L. N. LIPATOV, Yad. Fiz. **15** (1972) 781.
Y. L. DOKSHITZER, Sov. Phys. JETP **46** (1977) 641.
G. ALTARELLI et G. PARISI, Nucl. Phys. **B 126** (1977) 298.

[DoGy 03] Y. L. DOKSHITZER et M. GYULASSY, Phys. Lett. **B 560** (2003) 37. Preprint: arXiv : nucl-th/0302069.

[DoKa 03] Y. L. DOKSHITZER et D. E. KHARZEEV, Phys. Lett. **B 519** (2001) 199. Preprint: arXiv : hep-ph/0106202.

[Eise 94] S. E. EISEMAN *et al.*, Phys. Lett. **325** (1994) 322.

[Ejir 04] S. EJIRI, Preprint: arXiv : hep-lat/0408046.

[EsWa 94] K. J. ESKOLA et X.-N. WANG, Phys. Rev. **D 49** (1994) 1284.

[EKTR 00] K. J. ESCOLA, K. KAJANTIE, P. V. RUUSKANEN et K. TUOMINEN, Nucl. Phys. **B 570** (2000) 379.

[ETStar 04] J. ADAMS *et al.*, Collaboration STAR, Phys. Rev. **C 70** (2004) 054907. Preprint: arXiv : nucl-ex/0407003.

[Ferr 05] E. G. FERREIRO, *Private communication*, (2005).

[Ferm 50] E. FERMI, Prog. Theor. Phys. **5** (1950) 570.

[FMNB 03] R. J. FRIES, B. MÜLLER, C. NONAKA et S. A. BASS, Phys. Rev. **C 68** (2003) 044902. Preprint: arXiv : nucl-th/0306027. R. J. FRIES, B. MÜLLER, C. NONAKA et S. A. BASS, Phys. Rev. Lett. **90** (2003) 202303. Preprint: arXiv : nucl-th/0301087.

[FoKa 02] Z. FODOR et S. D. KATZ, Phys. Lett. **B 534** (2002) 87.

[FoKa 04] Z. FODOR et S. D. KATZ, JHEP 0404 (2004) 050. Preprint : arXiv : hep-lat/0402006.

[KCGW 02] B. KÄMPFER, J. CLEYMANS, K. GALLMEISTER et S. WHEATON, Preprint: arXiv : hep-ph/0202134.

[Gans 04] J. E. GANS, *Ph. D. Thesis*, univ. de Yale, décembre (2004).

[Gard 03] C. J. GARDNER, *Internal RHIC Note* (2003).

[Gaud 03] L. GAUDICHET, Thèse de doctorat, Université des sciences de Nantes, (2003).

[1] GGLP1960 G. GOLDHABER, S. GOLDHABER, W.-Y. LEE et A. PAIS, Phys. Rev. **120** (1960) 2000.

[GKL 03] V. GRECO, C. M. KO et P. LÉVAI, Phys. Rev. Lett. **90** (2003) 202302. Preprint: arXiv : nucl-th/0301093. Phys. Rev. **C 68** (2003) 034904. Preprint: arXiv : nucl-th/0305024.

[GKR 04] V. GRECO, C. M. KO et P. RAPP, Phys. Lett. **B 595** (2004) 202.

[Glau 59] R. J. GLAUBER, *Lectures in Theoritical Physics*, edité par W. E. Brittin et L. G. Dunham (Interscience, New York, 1959).

[Goul 83] K. GOULIANOS, Phys. Rep. **101** (1983) 169.

[GrSt 85] W. GREINER et H. STÖCKER, Pour la Science, mars (1985) 56.

[Grib 83] L. V. GRIBOV, E. M. LEVIN et M. G. RYSKIN, Phys. Rept. **100** (1983) 1.

[GrLe 00] C. GREINER et S. LEUPOLD, Preprint : arXiv : nucl-th/0011026. C. GREINER, Preprint : arXiv : nucl-th/0112080.

[GrWi 73] D. J. GROSS et F. WILCZEK, Phys. Rev. Let. **30** (1973) 1343.

[Gsi 94] Pour une revue voir : GSI Scientific Report 94-1 (1994)

[Gupt 98] R. GUPTA, Preprint: arXiv : hep-lat/9807028.

[Gutb 89] H. H. GUTBROD *et al.*, Collaboration PLASTIC BALL, Rep. Prog. Phys. **52** (1989) 1267; Phys. Lett. **B 216** (1989) 267.

[GVWZ 03] M. GYULASSY, I. VITEV, X.-N. WANG et B.-W ZHANG, Preprint: arXiv : nucl-th/0302077.

[Gyu 04] M. GYULASSY, Preprint: arXiv : nucl-th/0403032.

[GyMa 84] M. GYULASSY et T. MATSUI, Phys. Rev. **D 29** (1984) 419.

[GyMc 04] M. GYULASSY et L. MCLERRAN, Preprint: arXiv : nucl-th/0405013.

[GyPl 90] M. GYULASSY et M. PLUMER, Phys. Lett. **B 243** (1990) 432.

[Hage 65] R. HAGEDORN, Riv. Nuovo Cimento **3** (1965) (1)47.

[Hage 83] R. HAGEDORN, Riv. Nuovo Cimento **6** (1983) 1.

[Hagi 02] K. HAGIWARA *et al.*, Phys. Rev. **D 66** (2002) 010001.

[HaMu 96] J. W. HARRIS et B. MÜLLER, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **46** (1996) 71.

[Hand 01] S. HANDS, Preprint: arXiv : physics/0105022.

[HBT 56] R. HANBURY BROWN et R. Q. TWISS, Nature **178**, (1956) 1046.

[HKHRV 01] P. HUOVINEN, P. F. KOLB, U. HEINZ, P. V. RUUSKANEN et S. A. VOLOSHIN, Phys. Lett. **B 503** (2001) 58.

[HKX 98] H. van HECKE, H. SORGE et N. XU, Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 5764.

[Hohn 03] C. HÖHNE, PhD Thesis, Philipps-Universität, Marburg, (1998).
C. HÖHNE, Collaboration NA49, Nucl. Phys. **A 715** (1998) 474c. Preprint: arXiv : nucl-ex/0209018.

[Horn 89] H. HORNIK, Neural Networks **2** (1989) 359.

[HRT 00] S. HAMIEH, K. REDLICH, A. TOUNSI, Nucl. Phys. **A 696** (2001) 197. Preprint : hep-ph/0006024.

[HUA 98] K. HUANG, *Statistical Mechanics* (John Wiley and Sons, 2001).

[Huov 03] P. HUOVINEN, Preprint: arXiv : nucl-th/0305064.

[HwYa 02] R. C. HWA et C. B. YANG, Phys. Rev. **C 66** (2002) 025205. Preprint: arXiv : hep-ph/0204289.

[HwYa 03] R. C. HWA et C. B. YANG, Phys. Rev. **C 67** (2003) 064902. Preprint: arXiv : nucl-th/0302006.

[IaMc 01] E. IANCU et L. MCLERRAN , Phys. Lett. **B 510** (2001) 145.

[JaLa 86] M. JACOB et P. V. LANDSHOFF, Mod. Phys. Lett. **A 1** (1986) 657.

[JaWa 04] P. JACOBS et X.-N. WANG, Prog. Part. Nucl. Phys. **54** (2005) 443-534. Preprint: arXiv : hep-ph/0405125.

[JeKa 97] S. JEON et J. KAPUSTA, Phys. Rev. **C 56** (1997) 468-480..

[JJMS 03] S. JEON, J. JALILIAN-MARIAN et I. SARCEVIC, Phys. Lett. **B 562** (2003) 45.
H. LEUTWYLER, Nucl. Phys. **B 76** (1974) 413.
W. HUBSCHMID, S. MALLIK, Nucl. Phys. **B 193** (1981) 386.

[JLHM 75] K. JOHNSON, Acta. Phys. Pol. **B 6** (1975) 865.
T. DE-GRAND, R. L. JAFFE, K. JOHNSON et J. KISKIS, Phys. Rev. **D 12** (1975) 2060.
H. LEUTWYLER, Nucl. Phys. **B 76** (1974) 413.
W. HUBSCHMID, S. MALLIK, Nucl. Phys. **B 193** (1981) 386.

[Just 96] M. JUSTINE, Preprint : arXiv : nucl-ex/9612001.

[JVV 74] C. W. DEJAGER, H. DEVRIES et C. DEVRIES, Atomic Data and Nuclear Data Tables **14** (1974) 485.

[KaLa 03] F. KARSCH et E. LAERMANN, Preprint: arXiv : hep-lat/0305025.

[Kane 97] M. KANETA et *et al.*, Collaboration NA44 J. Phys. **G 23** (1997) 1865.

[Kane 05] M. KANETA, Collaboration PHENIX Proceedings SQM 2004, To be published in J. Phys. **G 23** (2005).

[Kars 02] F. KARSCH, *Lecture Notes in Physics* **583**, (2002) 209, Nucl. Phys. **A 698** (2002) 199.

[KaXu 0204] M. KANETA et N. XU, J. Phys. **G 27** (2001) 589.
Nucl. Phys. **A 698** (2002) 306c. Preprint: arXiv : nucl-th/0405068.

[KCSW 03] B. KÄMPFER, J. CLEYMANS, P. STEINBERG et S. WHEATON, Heavy Ion Phys. **21** (2003) 207-213 . Preprint: arXiv : hep-ph/0304269.

[Kell 04] S. KELLY, Collaboration PHENIX Preprint: arXiv : nucl-ex/0403057.

[KHHETT 01] P. F. KOLB, U. HEINZ, P. HUOVINEN, K. J. ESCOLA et K. TUOMINEN, Nucl. Phys. **A 696** (2001) 197.

[KhNa 01] D. KHARZEEV et M. NARDI, Phys. Lett. **B 507** (2001) 121.

[KKT 03] D. KHARZEEV, Y. V. KOVCHEGOV et K. TUCHIN, Phys. Rev. **D 68** (2003) 094013. Preprint: arXiv : hep-ph/0307037.

[Klay 04] J. L. KLAY, J. Phys. **G 31** (2005) S461-S464. Preprint: arXiv : nucl-ex/0410033.

[KLNS 03] D. KHARZEEV, C. LOURENCO, M. NARDI et H. SATZ, Z. Phys. **C 74** (1997) 307.

[KMR 86] P. KOCH, B. MÜLLER et J. RAFELSKI, Phys. Rep. **142** (1986) 167.

[Koch 03] V. KOCH, Nucl. Phys. **A 715** (2003) 108c.

[KoHe 03] V. KOLB et U. HEINZ, *Quark Gluon Plasma 3*, ed. R. C. Hwa and X.-N. Wang (World Scientific, Singapore, 2003). Preprint: arXiv : nucl-th/0305084.

[Kolb 03] P. KOLB et B. HEINZ, Preprint: arXiv : nucl-th/0305084.

[Leeu 03] M. van LEEUWEN *et al.*, Collaboration NA49 Nucl. Phys. **A 715** (2003) 161.

[LeRa 000203] J. LETESSIER et J. RAFELSKI, Int. J. of Mod. Phys. E, (2000). Preprint: arXiv : nucl-th/0003014.
J. LETESSIER et J. RAFELSKI, Nucl. Phys. **A 715** (2003) 97c.
J. LETESSIER et J. RAFELSKI, *Hadrons and Quark-Gluon Plasma*, ed. Cambridge monographs on particle physics, nuclear physics and cosmology (Cambridge, 2002).

[LeRa 01] J. LETESSIER et J. RAFELSKI, J. Phys. **G 28** (2002) 1819-1832. Preprint: arXiv : hep-ph/0112151.

[LeRa 02] J. LETESSIER et J. RAFELSKI, Preprint: arXiv : hep-ph/0206145.

[Lete 05] J. LETESSIER, *Private communication*, Jussieu (2005).

[Levi 65] E. M. LEVIN, JETP Lett. **2** (1965) 65-70.

[LeWi 74] T. D. LEE et G. C. WICK, Phys. Rev. **D 9** (1974) 2291.

[Liko 94] D. LIKO, *Track fitting in the STAR detector using the Kalman filter method*, STAR note 97, (1994).

[LiKo 02] Z. W. LIN et C. M. KO, Phys. Rev. **C 65** (2002) 034904. Preprint: arXiv : nucl-th/0108039.
Z. W. LIN et C. M. KO, Phys. Rev. Lett. **89** (2002) 202302.
Preprint: arXiv : nucl-th/0207014.

[Long 02] H. LONG, PhD Thesis, University of California, Los Angeles, (2002).

[Long 04] H. LONG, *Private communication* (2004).

[Ludl 94] T. LUDLAM, *"RHIC detector R&D : a history and summary"*, RHIC detector note 12 (1994).

[Maju 03] A. MAJUMDER et V. KOCH, Phys. Rev. **C 68** (2003) 044903.

[Marg 98] S. MARGETIS, STAR Note 367 (1998).

[Marz] K. MARZUKI, CAIRO Malaisie, marzuki@utmkl.utm.my.

[MaSa 86] T. MATSUI et H. SATZ, *J/Ψ suppression by quark-gluon plasma formation*, Phys. Lett. **B 178** (1986) 416.

[McLe 04] L. MCLERRAN, Preprint: arXiv : hep-ph/0402137.

[Meur 04] C. MEURER *et al.*, Collaboration NA49 J. Phys. **G 30** (2004) S1325.

[Miro 04] C. MIRONOV *et al.*, Collaboration STAR Va être publié dans J. Phys. **G**, SQM (2004).

[Misc 03] A. MISCHKE *et al.*, Collaboration NA49 Nucl. Phys. **A 715** (2003) 453.

[Mitr 03] M. MITROVSKI *et al.*, Collaboration NA49 Proc. 20^{th} Winter Workshop on Nuclear Dynamics, Jamaica, (2003) 000.

[Morr 98] D. P. MORRISON *et al.*, Collaboration PHENIX Nucl. Phys. **A 638** (1998) 565. Preprint: arXiv : hep-ex/9804004.

[MoVo 03] D. MOLNÁR et S. VOLOSHIN, Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 092301. Preprint: arXiv : nucl-th/0302014.

[MRS 03] P. BRAUN-MUNZINGER, K. REDLICH, J. STACHEL, Preprint : arXiv : nucl-th/0304013;
P. BRAUN-MUNZINGER *et al.*, Nucl. Phys. **A 697** (2003) 902.

[MSW 04] P. BRAUN-MUNZINGER, J. STACHEL et C. WETTERICH, Phys. Lett. **B 596** (2004) 61;

[Muel 81] B. MUELLER, Phys. Rept. **73** (1981) 237.

[Muel 86] A. H. MUELLER et J. QIU Nucl. Phys. **B 268** (1986) 427.

[Mull 04] B. MÜLLER, Preprint: arXiv : nucl-th/0404015.

[MWCO 92] S. MARGETIS, W. WILSON, W. CHRISTIE et G. ODYNIEC, STAR Note 72, (1992).

[Olli 05] J.-Y. OLLITRAULT, *Private communication*, CEA Saclay (2005).

[Olli 92] J.-Y. OLLITRAULT, Phys. Rev. **D 46** (1992) 229.

[Ouer 03] D. OUERDANE, Ph. D. thesis, Univ. Copenhagen, août (2003).

[Bear 03] I. G. BEARDEN *et al.*, COLLABORATION BRAHMS Phys. Rev. Lett. **94** (2005) 162301. Preprint: arXiv : nucl-ex/0403050.

[Pene 95] O. PENE, Preprint: arXiv : hep-lat/9504271;

[PheWP 04] Collaboration PHENIX, Preprint : arXiv : nucl-ex/.

[Phi 04] J. ADAMS *et al.*, Collaboration STAR, Phys. Lett. **B 612** (2005) 181-189. Preprint : arXiv : nucl-ex/0406003. S. S. ADLER*et al.*, Collaboration PHENIX, Preprint : arXiv : nucl-ex/0410012. K. MASASHI, Preprint : arXiv : nucl-ex/0501005, to be published in J. Phys. G.

[PhoWP 04] B. B. BACK *et al.*, Collaboration PHOBOS, Preprint : arXiv : nucl-ex/0410022.

[Pier 00] M. di PIERRO, Preprint: arXiv : hep-lat/0009001;

[Ping 00] W. PINGANAUD, Thèse de doctorat, université des Sciences de Nantes, (2000).

[Poli 73] H. D. POLITZER, Phys. Rev. Lett. **30** (1973) 1346;

[Pome 51] I. Y. POMERANCHUK, Proc. USSR Academy of Sciences (in Russian) **43** (1951) 889;

[PRL 03] B. B. BACK *et al.*, Collaboration PHOBOS, Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 072302. S. S. ADLER *et al.*, Collaboration PHENIX, Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 072303. I. ARSENE *et al.*, Collaboration BRAHMS, Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 072304. J. ADAMS *et al.*, Collaboration STAR, Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 072305.

[Prop 99] Collaboration STAR, *Proposal for a Silicon Strip Detector for STAR (SSD)*, STAR NOTE 0400 (1999).

[Reyg 05] K. REYGERS, Collaboration PHENIX Preprint : arXiv : nucl-ex/0502018.

[RHICProj 94] RHIC PROJECT, *RHIC Design Manual. Technical Design Report*, Brookhaven National Laboratory, URL : http://www.agsrhicome.bnl.gov/NT-share/rhicdm/ (1994).

[Risc 04] D. H. RISCHKE, Prog. Part. Nucl. Phys. **52** (2004) 197.

[RMP 00] C. ROY, L. MARTIN et W. PINGANAUD, *Onset of neutral Strange Particle Reconstruction including the SSD*, STAR NOTE 0421, (2000).

[Rafe 82] J. RAFELSKI, Phys. Rep. **88** (1982) 331.

[RaMu 82] J. RAFELSKI et B. MÜLLER Phys. Rev. Lett. **B 48** (1982) 1066.

[RLT 05] J. RAFELSKI, J. LETESSIER et G. TORRIERI, Preprint: arXiv : nucl-th/0412072.

[Redl 0103] K. REDLICH et A. TOUNSI, Preprint: arXiv : hep-ph/0105201. Eur. Phys. J. **C 24** (1982) 589. Preprint: arXiv : hep-ph/0111261. A. TOUNSI, A. MISCHKE et K. REDLICH, Nucl. Phys. **A 715** (1982) 565.

[Reti 04] F. RETIÈRE, Private communication (2004).

[Reti 03] F. RETIÈRE et M. LISA, Phys. Rev. **C 70** (2003) 044907.

[RHM 79] R. G. ROBERTS, R. C. HWA et S. MATSUDA J. Phys. **G 5** (1979) 1043.

[Rose 02] T. ROSER, Nucl. Phys. **A 698** (2002) 23c.

[Satz 84] H. SATZ, Nucl. Phys. **A 418** (1984) 447c.

[Satz 03] H. SATZ, Nucl. Phys. **A 715** (1984) 3c.

[Saul 00] A. C. SAULYS, http://www/star.bnl.gov/STAR/comp/reco/Kalman/StarKalman.ps, (2000).

[ScBi 04] J. SCHAFFNER-BIELICH, J. Phys. **G 30** (2004) R245. Preprint: arXiv : nucl-th/0408012.

[Sche 68] W. SCHEID *et al.*, Phys. Rev. Lett. **21** (1968) 1479.

[Schu 99] A. SCHÜTTAUF *et al.*, COLLABORATION STAR, Nucl. Phys. **A 661** (1999) 677c.

[SHSX 99] E. V. SOLLFRANK, U. HEINZ, H. SORGE et N. XU Phys. Rev. **C 59** (1999) 1637.

[Shur 78] E. V. SHURYAK, Phys. Lett. **B 78** (1978) 1. Phys. Lett. **B 78** (1978) 150.

[Shur 03] E. V. SHURYAK, Preprint: arXiv : hep-ph/0312227.

[Shur 04] E. V. SHURYAK, Preprint: arXiv : hep-ph/0405066.

[ShZa 03] E. V. SHURYAK ET I. ZAHED, Phys. Ref. **C 70** (2004) 021901. Preprint: arXiv : hep-ph/0307267.

[Simo 05] F. SIMON, Thèse de doctorat, université de (2005).

[Sitt 04] N. SITTA *et al.*, COLLABORATION NA50, J. Phys. G : Nucl. Part. Phys. **30** (2004) S1175-S1178, Preprint: arXiv : hep-ex/0405056.

[Soll 97] J. SOLLFRANK, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **23** (1997) 1903.

[Sore 04a] J. ADAMS *et al.*, Collaboration STAR, Phys. Rev. Lett. **92** (2004) 052302. Preprint: arXiv : nucl-ex/0306007.

[Sore 04b] P. SOERENSEN, Collaboration STAR, Preprint: arXiv : nucl-ex/0412003. Proceedings SQM 2004. To be published in J. Phys. G (2004).

[Sorg 97] H. SORGE, Phys. Lett. **B 402** (1997) 251.

[SSH 93] E. SCHNEDERMANN, J. SOLLFRANK et U. HEINZ, Phys. Rev. **C 48** (1993) 2462. Preprint: arXiv : nucl-ex/0306007.

[StaWP 05] Collaboration STAR, Preprint : arXiv : nucl-ex/0501009.

[Step 04] M. STEPHANOV, Preprint : arXiv : hep-ph/0402115.

[Stoc 02] R. STOCK, Preprint : arXiv : hep-ph/0204032.

[Suir 01] C. SUIRE, Thèse de doctorat, université de Strasbourg, (2001).

[Suir 03] C. SUIRE, COLLABORATION STAR, Nucl. Phys. **A 715** (2003) 521.

[Suir 04] C. SUIRE, Private communication.

[Tai 04] A. TAI, Preprint: arXiv : nucl-ex/0404029.

[TLS 01] D. TEANEY, J. LAURET et E. SHURYAK, Phys. Rev. Lett. **B 86** (2001) 47839. Preprint: arXiv : nucl-th/0110037.

[Toma 05] B. TOMASIK, Nucl. Phys. **A 749** (2005) 209. Preprint: arXiv : nucl-th/0409075.

[ToRa 01] G. TORRIERI et J. RAFELSKI, Phys. Lett. **B 509** (2001) 239.

[Torr 04] G. TORRIERI, J. LETESSIER, J. RAFELSKI et S. STEINKE, Preprint: arXiv : nucl-th/0411007.

[TPC 99] Collaboration STAR, Nucl. Phys. **A 661** (1999) 681c.

[TPC 03] M. ANDERSON *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A 499** (2003) 659.

[TrigSTAR 03] S. F. BIESER, H. J. CRAWFORD, J. ENGELAGE, G. EPPLEY, L. C. GREINER, E. G. JUDD, S. R. KLEIN, F. MEISSNER, R. MINOR, Z. MILOSEVICH, G. MUTCHMER, J. M. NELSON, J. SCHAMBACH, A. S. VANDERMOLEN, H. WARD, P. YEPES, Nucl. Instr. Meth. **A 499** (2003) 766.

[TSR 01] R. L. THEWS, M. SHROEDTER et J. RAFELSKI, Phys. Rev. **C 63** (2001) 054905.

[Tuch 00] B. TUCHMING, Thèse de doctorat université de Paris Sud XI Orsay, 2000.

[Venu 04] R. VENUGOPALAN, Preprint: arXiv : hep-ph/0502190.

[Vide 94] F. VIDEBAEK, Collaboration BRAHMS, Nucl. Phys. **A 566** (1994) 299 ; Nucl. Phys. **A 590** (1995) 249.

[Vite 02] I. VITEV et M. GYULASSY, Phys. Rev. Lett. **89** (2002) 252301. Preprint: arXiv : hep-ph/0209161.

[Wagn 98] A. WAGNER *et al.*, Collaboration KAOS Phys. Lett. **B 420** (1998) 20.
C. MÜNTZ *et al.*, Collaboration KAOS Z. Phys. **C 357** (1998) 39.

[Wang 97] X. N. WANG, Phys. Repts. **280** (1997) 287.

[WaGy 92] X.-N. WANG et M. GYULASSY, Phys. Rev. Lett. **68** (1992) 1480.

[Wein 72] S. WEINBERG, *Gravitation and Cosmology*, Wiley, New York (1972).

[WGP 95] X.-N. WANG, M. GYULASSY et M. PLUMER, Phys. Rev. **D 51** (1995) 3436.

[WHA 04] R. WITT, M. HEINZ et J. ADAMS, Private communication (2004).

[Wong 94] C.-Y. WONG, *Introduction to High-Energy Heavy-Ion Collisions* (World Scientific, Singapour, 1994).

[wwwExp] BRAHMS exp. : http://www4.rcf.bnl.gov/brahms/WWW/brahms.html ; PHENIX exp. : http://www.phenix.bnl.gov/ ; PHOBOS exp. : http://www.phobos.bnl.gov/ ; STAR exp. : http://www.star.bnl.gov/.

[XuXu 03] N. XU et Z. XU, Nucl. Phys. **A 715** (2003) 587c.

[Zeld 71] Ya. B. ZEL'DOVICH et I. D. NOVIKOV, *Relativistic Astrophysics, Vol 1 : Stars and Relativity*, Univ. of Chicago Press, Chicago, Ill., (1971).

[ZWW 03] B.-W. ZHANG, E. WANG et X.-N. WANG, Phys. Rev. Lett. **93** (2004) 072301. Preprint: arXiv : nucl-th/0309040.

Annexes

ANNEXE A

Quelques éléments inspirés du modèle de Glauber

Le Martin pêcheur
Alcedo atthis

A.0.1 Introduction

Le paramètre d'impact b, le nombre de participants N_{part} et le nombre de collisions binaires N_{bin} n'étant pas mesurables, il est nécessaire de modéliser la collision afin d'établir le lien entre ces quantités et des quantités mesurables comme le nombre de particules chargées. Cette modélisatioin peut se faire à l'aide de modèles dits géométriques.

Pour illustrer ce que l'on appelle modèles géométriques, nous avons choisi de présenter brièvement quelques notions actuellement utilisées pour construire un modèle dit "de Glauber[1] [Glau 59, JeKa 97]" cherchant à décrire la collision de deux noyaux. Alors que le but des collisions d'ions lourds ultra-relativistes est de sonder l'interaction à l'échelle des partons, il se trouve que les propriétés du *bulk* de certains spectres sont assez bien décrites par des arguments simples qui ne mettent en jeu que des superpositions de collisions nucléon-nucléon N+N. La théorie de Glauber est une théorie semi-classique qui repose sur des processus stochastiques ayant pour mécanismes élémentaires les collisions nucléon-nucléon[2].

Le modèle utilise l'approximation eikonale pour décrire l'interaction sur une petite région de l'espace. Dans cette approximation, la trajectoire des noyaux est considérée comme

[1] Il s'agit davantage d'un modèle inspiré de la théorie de Glauber

[2] Le modèle que nous avons utilisé est appelé "Modèle de Glauber Monte Carlo (MC)". Notons toutefois l'utilisation actuelle d'un autre modèle inspiré de Glauber dit "Glauber Optique". Le formalisme du modèle "optique" est développé en section 2, tandis que la réalisation numérique de la construction "optique" est présentée en section 3. Il s'agit là de résultats d'un modèle de Glauber de type MC. Ces deux modèles partent des mêmes fondements théoriques. La façon dont les calculs sont menés et approximés ensuite les différentie. Pour plus d'informations sur le sujet, on pourra se référer à l'article [Adam 03a].

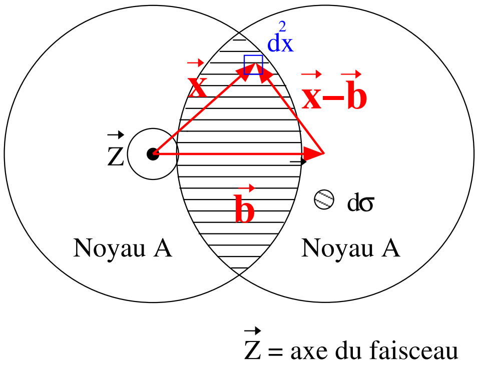


Figure A.1 – Schéma de la surface d'interaction des noyaux dans le plan transverse de la collision, l'axe du faisceau étant perpendiculaire au plan de la feuille. Les coordonnées utilisées pour le développement du modèle sont données. $\vec{b}$ est le paramètre d'impact de la collision.

rectiligne. Cette approximation est raisonnable dans le cas où le potentiel d'interaction V varie très peu sur des distances caractéristiques du problème comme la longueur d'onde λ. Il n'est pas nécessaire que ce potentiel soit faible, par contre il doit être très inférieur à l'énergie des particules incidentes. Dans ce cas, aux hautes énergies ou hautes impulsions, cette approximation est valable (c'est le Modèle de Glauber - GM). À plus basse énergie, en revanche, l'effet de l'interaction sur la trajectoire des particules n'est plus négligeable et doit être prise en compte. La trajectoire des particules peut alors ne plus être rectiligne à basse énergie.

A.0.2 Modélisation de N_{part} et N_{bin}

Les grandes lignes du modèle sont les suivantes : les noyaux sont considérés au départ comme deux sphères dures composées de A nucléons. À la rencontre des deux noyaux, chaque nucléon du noyau projectile est susceptible d'interagir avec un nucléon du noyau cible dans la zone d'interaction hachurée[3] sur la figure A.1 avec la probabilité p(b) définie par la formule A.1 :

$$p(b) = T_{12}(b)\,\sigma_{NN} = T_{AA}(b)\,\sigma_{NN} \tag{A.1}$$

On peut définir également la probabilité, s(b), de ne pas interagir selon la formule A.2 :

$$s(b) = 1 - T_{12}(b)\,\sigma_{NN} = 1 - T_{AA}(b)\,\sigma_{NN} \tag{A.2}$$

où σ_{NN} est la section efficace d'interaction inélastique nucléon-nucléon et où on est amené à utiliser ce qui est appelé l'intégrale de recouvrement des noyaux ayant pour numéro atomique A. Cette fonction de recouvrement des noyaux est définie par les formules A.3 et A.4.

$$T_{12}(b) = \int d^2\vec{x}dz_1dz_2\rho_1(\vec{x},z_1)\,\rho_2(\vec{x}-\vec{b},z_2) \tag{A.3}$$

[3]Dans cette région, on considère que les nucléons ont une probabilité non nulle d'interagir alors qu'à l'extérieur de cette zone, cette probabilité est nulle.

$$\mathrm{T_{AA}(b)} = \int \mathrm{d^2\vec{x}dz_A dz_A} \rho_\mathrm{A}(\vec{\mathrm{x}}, \mathrm{z_A})\, \rho_\mathrm{A}(\vec{\mathrm{x}} - \vec{\mathrm{b}}, \mathrm{z_A}) \tag{A.4}$$

où $\rho_\mathrm{A}(\vec{\mathrm{x}}, \mathrm{z_A})$ représente la densité de probabilité de présence d'un nucléon au sein d'un noyau avec l'origine du repère prise en son centre et $\rho_\mathrm{A}(\vec{\mathrm{x}} - \vec{\mathrm{b}}, \mathrm{z_A})$ représente la même quantité pour l'autre noyau exprimée dans le même repère. $\mathrm{T_{AA}}$ suit la normalisation : $\int \mathrm{T_{AA}}(\vec{b}) 2\pi \mathrm{b\ db} = 1$ en intégrant sur une couronne de rayon intérieur b et de rayon extérieur b+db[4].

La quantité 2πbdb ayant la dimension d'une surface, $\mathrm{T_{AA}}$ a pour dimension l'inverse d'une surface. En la multipliant par σ_NN, la probabilité d'avoir une simple interaction N+N lorsque les deux noyaux entrent en collision est obtenue (cf. formule A.1).

On en déduit immédiatement la probabilité P(n,b) d'avoir n interactions. Cette dernière suit la loi binomiale :

$$\mathrm{P(n,b)} = \mathrm{C_n^{A^2}} (1 - \mathrm{s})^n\, \mathrm{s^{A^2 - n}} \tag{A.5}$$

Initialement nous avons fait l'hypothèse de sphères dures pour décrire les noyaux incidents. Cette modélisation peut être affinée en utilisant une densité de type Woods-Saxon plus réaliste pour décrire les noyaux donnée par la formule A.6[5] :

$$\rho(\mathrm{r}) = \frac{\rho_0}{1 + \mathrm{e}^{\frac{\mathrm{r\text{-}R_c}}{\mathrm{c}}}} \tag{A.6}$$

Dans le cas de noyau d'or, nous avons pris $R_c = r_0.A^{1/3} = 6.38$ fm, $\rho_0 = 0.169$ fm^{-3} et $c = 0.535$ fm. Ces paramètres sont issus de la diffusion e-Au [J VV 74]. Avec ces paramètres, $A = \int \rho(r) d^3r = 196.6$. Le résultat des distributions statistiques des projectile et cible est représenté sur la figure A.2.

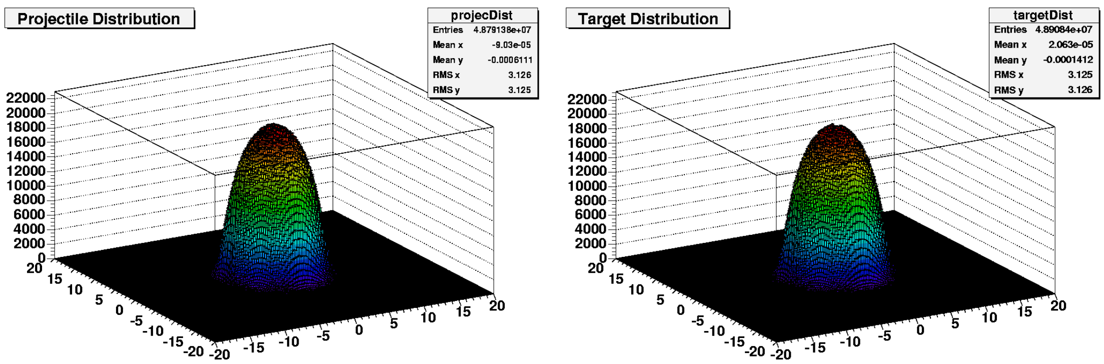


Figure A.2 – Distributions statistiques des projectile et cible utilisées pour modéliser la collision.

[4]Le système de coordonnées utilisées est défini sur la figure A.1.

[5]Attention, la quantité ρ présentée dans la formule A.6 est une densité volumique du nombre de nucléons (son intégrale sur tout le volume donne A) contrairement au ρ_A de la formule A.4 qui est une densité de probabilité. Pour un calcul rigoureux, il conviendra de normaliser cette densité volumique ρ(r) par A

• *Estimation du nombre de participants*

Un de nos objectifs étant d'estimer le nombre de nucléons participants à l'interaction dans cette modélisation, nous regardons l'évolution dans le plan transverse d'un nucléon alors qu'il entre en collision avec le noyau cible. La trajectoire du nucléon étant supposée rectiligne dans le noyau cible, il est peu probable que ce dernier interagisse avec un nucléon du noyau cible situé loin de sa trajectoire rectiligne. L'interaction reste donc localisée dans la zone non hachurée représentée sur la figure A.3.

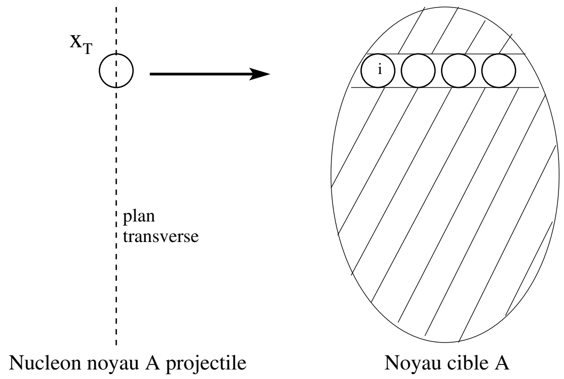


Figure A.3 – Vue schématique d'une collision "linéaire".

Dans ce cas, la probabilité que le nucléon n'interagisse pas, P_{NI} est donné par le produit des probabilités qu'il n'interagissent pas avec un nucléon i dans le plan transverse suivant :

$$P_{NI} = \prod_i p_{NI}(x_T, i) = p_{NI}(x_T, 1)^A \tag{A.7}$$

les probabilités $p_{NI}(x_T, i)$ n'étant a priori pas corrélées. $p_{NI}^A(x_T, 1)$ définit la probabilité de ne pas interagir avec un nucléon pris arbitrairement et est donnée par la formule A.8 :

$$p_{NI}(x_T, 1) = 1 - \sigma_{NN}\ T_A(x_T) \text{ avec } T_A(x_T) = \int dz \rho_A(x_T, z) \tag{A.8}$$

Soit finalement la probabilité d'un nucléon du noyau projectile de ne pas interagir :

$$P_{NI} = (1 - \sigma_{NN}\ T_A(x_T))^A \tag{A.9}$$

ou encore la probabilité P_{part} de participer à l'interaction :

$$P_{part} = 1 - P_{NI} = 1 - (1 - \sigma_{NN}\ T_A(x_T))^A \tag{A.10}$$

qui vérifie $P_{part} = 0$ si $x_T \notin$ cible

On peut alors en déduire le nombre de participants N_{part} (formule A.12) en intégrant la probabilité obtenue sur toutes les valeurs prises par x dans le plan transverse.

$$N_{part} = A \int T_A(x_T)(1 - \sigma_{NN}\ T_A(x_T))^A d^2x_T + A \int T_A(x_T)(1 - \sigma_{NN}\ T_A(x_T))^A d^2x_T \tag{A.11}$$

$$N_{part} = 2A \int T_A(x_T)(1 - \sigma_{NN}\ T_A(x_T))^A d^2x_T \tag{A.12}$$

• *Estimation du nombre de collisions binaires*

Pour déterminer ce que vaut le nombre de collisions binaires, on se place à nouveau dans la configuration de la figure A.1. On considère ainsi le déplacement de A projectiles ponctuels sur A cibles de surface $d\sigma$.

Le nombre de nucléons projectiles qui traversent les cibles dans une cellule $d^2\vec{x}$ est donné par :

$$dN = d^2\vec{x} \times AT_A(\vec{x} - \vec{b}) \times AT_A(\vec{x}) \times d\sigma \tag{A.13}$$

et dans la zone de recouvrement hachurée, $S_A(\text{proj}) \cap S_A(\text{cible})$, le nombre :

$$dN_\cap = AAT_{AA}(\vec{b})d\sigma \tag{A.14}$$

Finalement le nombre de collisions binaires N_{bin} est donné par la formule A.15 :

$$N_{bin} = AAT_{AA}(\vec{b})\sigma_{NN} \tag{A.15}$$

A.0.3 En pratique...

$< N_{part} >$ et $< N_{bin} >$ ont été calculés dans le cas de collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 62.4 GeV et $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV, avec une densité donnée par l'équation A.6 et les sections efficaces inélastiques nucléon-nucléon σ_{NN} de 36 mb et 42 mb respectivement. Le résultat des calculs numériques est représenté sur la figure A.4. Nous avons simulé 10000 événements Au+Au et le résultat en terme de nombre de participants en fonction du paramètre d'impact est représenté sur les figures de gauche, en terme de nombre de collisions binaires sur les figures de droite. Une valeur moyenne pour chaque valeur du paramètre d'impact est finalement calculée. Les valeurs que nous retenons pour la suite de notre étude sont répertoriées dans la table 3.2 pour les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV, $\sqrt{s_{NN}}$ = 62.4 GeV et d+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV. On peut noter que la forme de ces distributions est presque la même entre N_{part} et N_{bin} avec une relation approximative : $N_{bin} \sim N_{part}^{4/3}$. Cette approximation a été utilisée pour reproduire l'évolution de N_{bin} moyen en fonction de N_{part} moyen, représentée sur la figure A.5.

N_{bin} se réfère donc au nombre de collisions élémentaires nucléon-nucléon. Il inclut tous les nucléons participants (*i.e.* $N_{bin} > N_{part}$). Pour bien comprendre la différence entre ces deux quantités et pour schématiser "avec les mains" ce qui vient d'être énoncé dans la section précédente, imaginons-nous le parcours d'un nucléon lors de la collision, comme le parcours d'une boule de billard sur une table parmi d'autres boules. Premier cas de figure : le nucléon n'interagit pas lors de la collision, il est qualifié de nucléon spectateur. Deuxième cas de figure : il prend part à la collision. Dans ce cas, on le compte une et une seule fois jusqu'à la fin des interactions dans le décompte de N_{part}. On le compte également une première fois dans N_{bin} ; par contre, ce dernier étant plongé dans un environnement de nucléons, il est susceptible de réinteragir car susceptible de croiser les autres nucléons du noyau sur son trajet. Cette deuxième interaction sera comptée à nouveau dans N_{bin}. En augmentant l'énergie du système, N_{bin} devrait donc augmenter plus vite que N_{part} ($N_{bin} > N_{part}$). Exprimé autrement, dans le cas de sphères dures, $N_{bin} \sim {N_{part}}^{4/3}$. Peut-on comprendre cette dépendance dans ce modèle des sphères dures ? D'ores et déjà, chaque nucléon qui compte pour N_{part}, doit être compté pour N_{bin}. Le nombre de collisions supplémentaires comptant

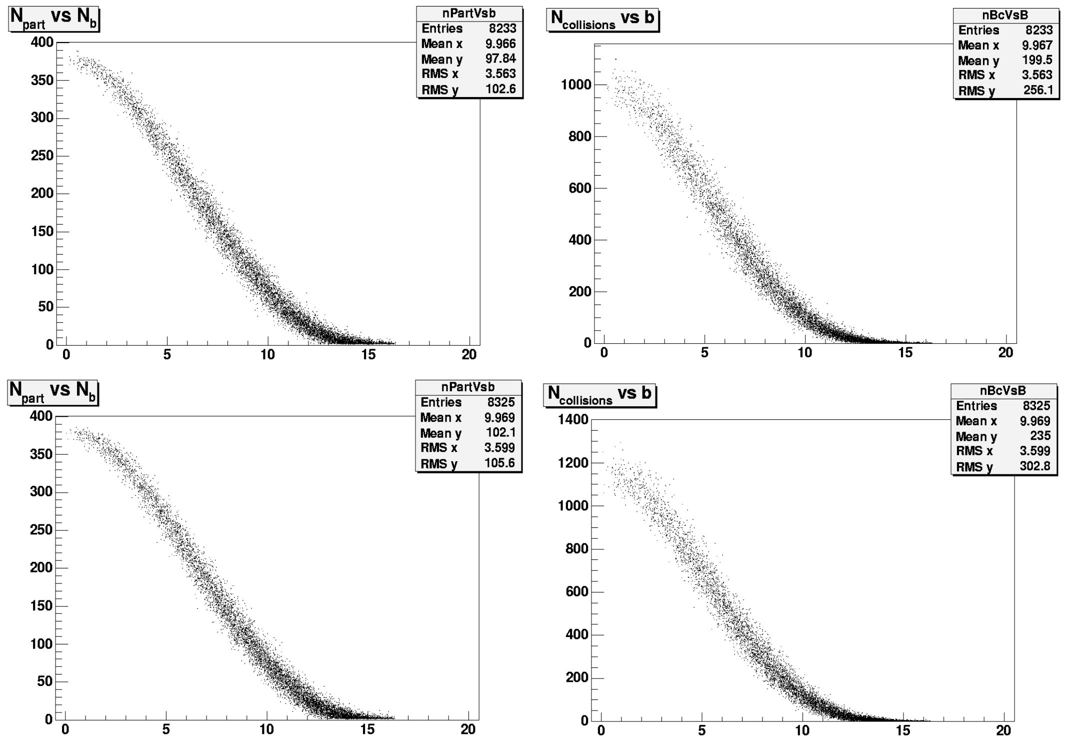


Figure A.4 – N_{part} (gauche) et N_{bin} (droite) en fonction du paramètre d'impact b pour des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 62.4 GeV (haut) et $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV (bas). Les collisions plus centrales sont à gauche (petit b) alors que les plus périphériques sont à droite (grand b)

pour N_{bin} est lié au nombre de nucléons supplémentaires de la cible se trouvant sur le chemin du nucléon du projectile dont nous suivons le parcours lors de la collision. Le chemin suivi par ce nucléon est une ligne droite par rapport au faisceau. Si ce nucléon traverse un noyau cible en son centre, il parcourt $2R$, où R est le rayon du noyau. s'il ne traverse pas le noyau en son centre, la longueur parcourue sera toujours proportionnnelle à R. Pour la sphère dure, la densité de nucléons est toujours constante, les collisions supplémentaires qui viennent s'ajouter à N_{bin} sont proportionnelles au rayon R. Par conséquent, $N_{bin} \propto A.R = A^{4/3} \propto {N_{part}}^{4/3}$.

Nous avons utilisé le modèle de Glauber essentiellement pour extraire les deux quantités N_{part} et N_{bin} et pour observer leur dépendance avec le paramètre d'impact b. Cependant, il est possible de relier ces trois paramètres avec des quantités expérimentalement mesurables pour extraire le degré de centralité de la collision.

Quel rapport existe-t-il entre les calculs de Glauber et les données expérimentales ?

Pour estimer N_{part}, des calorimètres hadroniques sont placés de part et d'autre du point de collision sur l'axe du faisceau et mesurent ainsi les nucléons spectateurs. C'est le rôle joué par les Calorimètres à Zéro Degré (ZDC) au RHIC (voir paragraphe 3.3.2). Nous pouvons corréler cette mesure à celle obtenue en mesurant le nombre de particules chargées

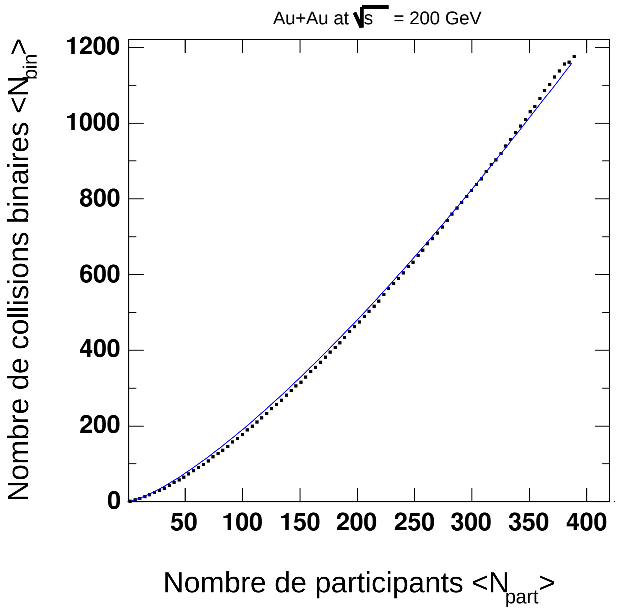


Figure A.5 – Nombre moyen de collisions binaires $<N_{bin}>$ en fonction du nombre moyen de participants $<N_{part}>$ pour des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV. La ligne continue représente la paramétrisation $<N_{bin}> = (<N_{part}> / 2)^{4/3}$.

créées lors de la collision par l'intermédiaire du cylindre central de déclenchement (CTB pour *Central Trigger Barrel*) décrit au paragraphe 3.3.2. On peut alors représenter b vs. (ZDC+CTB) ou b vs. N_{charge}. STAR utilise pour cela un modèle employé par [KhNa 01] qui fait l'hypothèse que le nombre de particules chargées produites est une combinaison linéaire de N_{part} et de N_{bin}. Le modèle utilise aussi la multiplicité mesurée dans les collisions p+p. Ainsi le nombre de particules chargées produites est donné par la formule A.16 :

$$< N_{charge}(b) >= q\ n_{pp}(\sqrt{s}) \left((1-x)\ \frac{< N_{part}(b) >}{2} + x\ \ < N_{bin}(b) > \right) \tag{A.16}$$

x étant un nombre décimal entre 0 et 1 donnant la fraction de particules chargées produites proportionnelle au nombre de collisions binaires. n_{pp} peut être mesuré expérimentalement [Alba 90, Alne 86]. La dépendance en s provient de la variation de σ_{NN} avec s. Pour plus d'informations sur le sujet, on pourra se référer à [KhNa 01, KLNS 03]. Connaissant ainsi la relation entre N_{part} et b, N_{bin} et b, on peut relier $< N_{charge} >$ que l'on mesure à b.

ANNEXE **B**

Impulsion transverse moyenne

Le Jaseur boréal
Bombycilla garrulus

Cette annexe répertorie les valeurs de <p_T> obtenues pour les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 et $\sqrt{s_{NN}}$ = 62.4 et d+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV. Les valeurs extraites de <p_T> à partir d'un ajustement de Boltzmann et exponentiel sont données pour les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV. Pour les deux autres systèmes, seules les valeurs extraites d'un ajustement de Boltzmann sont listées (meilleur Chi^2). Plus de détails sur cette table sont donnés dans le chapitre 8 au paragraphe 8.3.3.

<p$_T$> (GeV/c) Boltzmann - Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV					
	Tout le spectre en p_T		**Domaine mesuré en p_T**		
Centralité	$< p_T(\Xi^-) >$	$< p_T(\bar{\Xi}^+) >$	$< p_T(\Xi^-) >$	$< p_T(\bar{\Xi}^+) >$	Couverture (%) Ξ^- / $\bar{\Xi}^+$
$0-5\%$	1.105±0.012	1.117±0.012	1.374±0.020	1.384±0.010	71.0 / 71.5
$5-10\%$	1.112±0.015	1.127±0.015	1.380±0.013	1.384±0.013	71.3 / 71.9
$10-20\%$	1.114±0.015	1.117±0.017	1.381±0.015	1.384±0.015	71.4 / 71.9
$20-40\%$	1.106±0.014	1.125±0.014	1.374±0.012	1.391±0.012	71.1 / 71.8
$40-60\%$	1.116±0.020	1.129±0.021	1.383±0.017	1.394±0.018	71.5 / 72.0
$60-80\%$	1.053±0.032	0.979±0.029	1.328±0.027	1.267±0.024	68.8 / 65.2
<p$_T$> (GeV/c) Exponentiel - Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV					
$0-5\%$	1.078±0.011	1.091±0.011	1.360±0.009	1.371±0.010	69.2 / 69.7
$5-10\%$	1.088±0.014	1.102±0.015	1.368±0.012	1.381±0.012	69.6 / 70.2
$10-20\%$	1.082±0.016	1.086±0.016	1.364±0.014	1.367±0.014	69.4 / 69.5
$20-40\%$	1.082±0.013	1.101±0.013	1.364±0.011	1.380±0.012	69.4 / 70.1
$40-60\%$	1.093±0.019	1.105±0.020	1.373± 0.015	1.383±0.017	69.8 / 70.2
$60-80\%$	1.034±0.030	0.965±0.028	1.320±0.025	1.263±0.024	67.3 / 63.9
<p$_T$> (GeV/c) Boltzmann - Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 62.4 GeV					
$0-10\%$	1.001±0.020	1.043±0.028	1.286±0.008	1.321±0.010	66.3 / 68.3
$10-20\%$	1.003±0.010	1.006±0.012	1.288±0.008	1.290±0.009	66.5 / 66.5
$20-40\%$	1.006±0.007	1.025±0.009	1.290±0.006	1.306±0.008	66.6 / 66.5
$40-60\%$	0.987±0.010	0.974±0.011	1.274±0.009	1.263±0.010	65.6 / 65.0
$60-80\%$	0.941±0.009	0.958±0.011	1.235±0.017	1.250±0.024	63.2 / 64.1
<p$_T$> (GeV/c) Boltzmann - d+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV					
$0-20\%$	1.125±0.020	1.146±0.022			
$20-40\%$	1.110±0.020	1.113±0.022			
$40-100\%$	1.104±0.019	1.079±0.020			

Table B.1 – Extraction des taux de production finaux et des paramètres de pente inverse finaux pour les Ξ^-et $\bar{\Xi}^+$à partir d'une paramétrisation Exponentielle pour les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV.

Propriétés chimiques et dynamiques des collisions d'ions lourds aux énergies du RHIC par la mesure de la production des baryons doublement étranges dans l'expérience STAR

Magali ESTIENNE

Résumé

La QCD sur réseau prévoit, à $\mu_B \sim 0$, un crossover d'un gaz de hadrons vers le Plasma de Quarks et Gluons. Les collisions d'ions lourds ont été proposées pour le recréer et l'étudier en laboratoire. Aussi, les collisions Au+Au, d+Au à $\sqrt{(s_{NN})}$=200GeV et Au+Au à 62.4GeV délivrées au RHIC ont été sondées par la mesure des $\Xi^{+/-}$ dans l'expérience STAR. L'évolution des taux de production avec la taille et l'énergie du système renseigne sur les propriétés chimiques de la collision et est interprétée dans le cadre de modèles hadroniques et statistiques. R_{CP} des Ξ révèle : (1) une dépendance mésons/baryons pour 2 < p_T < 5GeV/c bien reproduite par des modèles de coalescence/recombinaison de quarks, (2) la formation d'une matière dense signée par la suppression de R_{CP} à p_T > 3GeV/c, (3) une forte interaction entre constituants suggérant l'existence de phénomènes collectifs. Le flot des Ξ est intéressant pour sonder les premiers instants de la collision aux possibles degrés de liberté partoniques.

Mots-clés : Étrangeté, STAR, RHIC, Plasma de Quarks et de Gluons (QGP), Collisions d'ions lourds relativistes, *Bulk*, *Jet quenching*, Flot radial.

Abstract

Lattice QCD calculations predict, at $\mu_B \sim 0$, a crossover from ordinary hadronic matter to a Quark Gluon Plasma. Heavy ion collisions have been proposed to recreate it in the laboratory and to study its properties. The Au+Au, d+Au collisions at $\sqrt{(s_{NN})}$ = 200 GeV and the Au+Au ones at 62.4 GeV delivered at RHIC have been probed by the measurement of the Ξ particles in the STAR experiment. Their yield evolution with collision energy and system size gives rize to the chemical properties of the reaction in the framework of hadronic and statistical models. The Ξ R_{CP} shows: (1) a meson/baryon dependence for 2 < p_T < 5GeV/c well reproduced by quark coalescence and recombination models, (2) the formation of a dense matter signed by a R_{CP} suppression at p_T > 3 GeV/c, (3) strong interactions between constituants suggesting the existence of strong collectivity in the medium. The Ξ transverse flow seems to be interesting to probe the early stage the collision with presumably partonic degrees of freedom.

Keywords: Strangeness, STAR, RHIC, Quark Gluon Plasma, Relativistic heavy ion collisions, Bulk, Jet quenching, Radial flow.