UNIVERSITÉ DE NANTES

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

Année 2003 N° B.U. :

Thèse de Doctorat de l'Université de Nantes

Spécialité : Physique Nucléaire

Présentée et soutenue publiquement par

Ludovic Gaudichet

le 13 octobre 2003

à l'École des Mines de Nantes

Production de $\Lambda(1520)$ dans les collisions p+p et Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV dans l'expérience STAR au RHIC

Jury

Président et rapporteur	Johann Rafelski	Professeur, University of Arizona, Tucson
Rapporteur	Sonja Kabana	Professeur assistant, Université de Berne
Examinateurs	Marcus Bleicher	Chercheur, J.W. Goethe Universitât, Frankfurt
	Barbara Erazmus	Directeur de recherche CNRS, SUBATECH, Nantes
	Thierry Gousset	Maître de conférence, Université de Nantes
	Christelle Roy	Chargée de recherche CNRS, SUBATECH, Nantes
Invité	Klaus Werner	Professeur, Université de Nantes

Directeur de thèse : Barbara Erazmus
Co-encadrante : Christelle Roy
Laboratoire : SUBATECH
Composante de rattachement du directeur de thèse : Faculté des sciences

N° ED 0366-113

Remerciements

Mes premiers remerciements vont naturellement à ma directrice de thèse, Barbara Erazmus, qui a accepté de m'encadrer durant ces trois années. Malgré ses responsabilités, elle a su suivre mon travail avec une grande disponibilité. Son soutien et ses qualités humaines ont beaucoup compté dans l'accomplissement de cette thèse. Je remercie évidemment chaleureusement Christelle Roy qui fut ma co-encadrante pendant ces trois années. Malgré les difficultés, et bien que j'ai probablement souvent donné l'impression de ne pas écouter, elle fut toujours là et prête à m'aider dans tous les domaines. Merci encore Christelle pour ton aide et tes conseils. J'ai travaillé au sein de ce qui fut le groupe hadrons de SUBATECH. Je voudrais donc remercier, outre Barbara et Christelle, l'ensemble de ses membres pour leur accueil et leur aide, et notamment Abdelkrim Boucham, Lilian Martin, Lotfi Lakehal-ayat, Olivier Ravel et Stéphane Bouvier, sans oublier les (ex) thésards, Fabrice, Javier, Laurent et Walter. Toute ma gratitude va également aux directeurs successifs de SUBATECH, Hans Gutbrod, Claude Lebrun et Jacques Martino pour m'avoir accueilli dans leur laboratoire.

I would like to thank the STAR collaboration and all the many people who made this work possible. I gratefully acknowledge STAR for providing all the great data and the best conditions for analysing it. I was honoured to be a STAR member. I appreciate in particular to work within the Strangeness Physics Working Group. I've made a lot of friends in this group, Betty, Boris, Christina, John, Julien, Gene, Javier, Magali, Matt, Richard, Sevil, ... I would like to thank all of you, and especially Helen and René, the Strangeness conveners, for their friendship and their help. Keeping the best for now, all my thanks goes to Christina with whom I had so much pleasure to work with. She helped me a lot and has always encouraged me. Recht herzlichen Dank Christina !

Je tiens à remercier mes rapporteurs, Sonja Kabana et Johan Rafelski pour avoir accepté cette fonction et pour avoir lu mon manuscrit, malgré un délai plutôt court. Toute ma reconnaissance va envers Johan, qui fut a l'origine du sujet de cette thèse. Je remercie également Marcus Bleicher, Thierry Gousset, Christelle Roy et Klaus Werner pour être venus compléter mon jury. Je suis fier d'avoir réuni autant de membres de cette qualité dans mon jury de thèse.

Durant ces trois année de thèse, l'amitié de nombreuses personnes a énormément compté. Aussi je tiens à remercier toutes les générations de thésards de SUBATECH et autres participants de la pause sacrée. La liste est longue. Je pense notamment à Cyrille, Fabrice G, Fabrice R, François, Javier, Laurent (et Marine), María Jesús,

Regina, Tanguy (et Catherine), Fuming et Raquel et puis Ahmed, céline, Jérome, Karim, Khalil, Magali, Matthieu, Muriel, Vincent, Vladimir et Xavier, ... merci à tous. Un grand merci aussi à Sylvie Dunck et Laurent Delhomme pour leur amitié. Elle a été une chose très importante, sûrement essentielle, pour moi. Enfin je remercie de tout coeur ma soeur Graziella, ma mère Christiane et ma grand-mère Juliette. Merci pour tout !

Table des matières

Table des figures

Introduction

L'analyse dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes de la production des $\Lambda(1520)$, résonances simplement étranges de masse 1.5195 GeV/c^2, s'inscrit dans le cadre de la recherche sur le plasma de quarks et de gluons, ou QGP (pour *Quarks Gluons Plasma*). Cette recherche tend à sonder les propriétés de la matière dans des domaines de température et de densité très élevées. Le plasma de quarks et de gluons est supposé être l'état dans lequel se trouvait l'Univers au début de sa formation, jusqu'à environ 10^{-5} seconde. Des enjeux importants motivent ainsi sa découverte. La création du QGP est prédite par la théorie du modèle standard sur les interactions fortes, la Chromodynamique quantique ou QCD. L'application de cette théorie est cependant difficile dans les conditions qui règnent lors de la formation du QGP. Aussi l'observation expérimentale de la matière dans ces conditions pourrait apporter des réponses à des questions fondamentales sur l'interaction forte, telles que celles sur la nature du vide, la symétrie chirale et l'origine des masses des hadrons.

La thématique du plasma de quarks et de gluons sera introduite dans le premier chapitre. L'objet de ce chapitre sera d'expliquer les propriétés du QGP mais également de décrire les collisions d'ions lourds ultra-relativistes. Le moyen expérimental de reproduire le QGP est en effet de procéder à des collisions d'ions lourds, tels que les ions de plomb ou d'or, à des vitesses ultra-relativistes. De nombreux programmes expérimentaux ont été mis en place autour des accélérateurs ou collisionneurs de particules que sont l'AGS, le SPS et désormais le RHIC. Les observations qui y ont été faites ont permis des avancées significatives qui seront résumées dans le premier chapitre, avec notamment des éléments probant la création expérimentale du QGP.

Les analyses basées sur l'observation des spectres de particules occupent une part importante des études sur les collisions d'ions lourds ultra-relativistes. Une phase hadronique succède en effet au plasma de quarks et de gluons lors du refroidissement du système. L'observation des hadrons pourrait alors permettre de remonter jusqu'aux caractéristiques du QGP. Les modèles statistiques réussissent à reproduire les multiplicités et les spectres en impulsion des particules produites par la collision. Ils permettent ainsi d'obtenir des informations sur certaines propriétés telles que la température et le potentiel baryonique. Il reste néanmoins beaucoup de questions ouvertes. Le système atteint-il vraiment un équilibre thermique et/ou chimique ? Que signifie cet équilibre pour un système créé par une collision d'ions lourds et que pouvons nous en conclure sur le QGP ?

L'objet de cette thèse est, dans ce contexte, d'étudier la production des résonances $\Lambda(1520)$ dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes produites par le RHIC. Les raisons qui ont motivé cette recherche seront rassemblées dans le chapitre 2. Nous verrons que les résonances et notamment le $\Lambda(1520)$ peuvent contribuer significativement à caractériser la phase hadronique. Grâce à leur distance de vol très courte, de l'ordre de la dizaine de fm, les résonances peuvent décroître à l'intérieur du milieu produit lors de la collision. La reconstruction du signal à partir des produits de décroissance révèle ainsi les effets du milieu sur leur propagation et sur les propriétés des résonances. Ces phénomènes commencent seulement maintenant à être exploités. Ils pourraient par exemple permettre d'obtenir la température au *freeze-out* chimique des collisions d'ions lourds ultra-relativistes et de déterminer si les *freeze-out* chimique et thermique sont simultanés ou séparés par un intervalle de temps.

Avant de décrire les méthodes de l'analyse, le cadre expérimental à partir duquel les mesures ont été effectuées sera exposé dans les chapitres 3 et 4. Le complexe du RHIC sera d'abord présenté. Ce collisionneur a en effet produit les collisions p+p et les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV qui ont été analysées durant ce travail de thèse. Le dispositif expérimental de la collaboration STAR sera ensuite détaillé. Le chapitre 4 contient notamment les caractéristiques de la TPC (pour *Time Projection Chamber*) de STAR. Ce détecteur central permet de détecter les traces des particules chargées, émises à mi-rapidité et avec une couverture azimutale complète. Les $\Lambda(1520)$ sont reconstruits à partir de la détection dans la TPC de leurs produits de décroissance. Ceux-ci sont néanmoins indiscernables de l'ensemble des particules venant du vertex primaire. L'analyse requiert donc l'utilisation de la technique dite des événements mélangés pour mettre en évidence le signal. Cette technique, présentée au chapitre 5, s'est avérée très sensible à l'asymétrie azimutale des événements mélangés. Aussi une correction de l'effet induit par cette asymétrie a été développée durant ce travail de thèse. Elle est expliquée dans le chapitre 5 et sera employée pour obtenir tous les spectres en masse invariante du $\Lambda(1520)$.

Nous présenterons ensuite les analyses qui ont permis d'étudier les productions des $\Lambda(1520)$ dans les collisions p+p et les collisions Au+Au. La technique des événements mélangés sera utilisée pour mesurer le signal des deux particules. Le chapitre 6 sera consacré aux coupures et autres éléments qui définissent les analyses. Les diverses corrections, apportées aux valeurs mesurées pour obtenir les résultats corrigés, seront décrites au chapitre 7. Les résultats seront finalement interprétés dans le chapitre 8, notamment grâce à leur confrontation avec les prédictions des modèles théoriques présentés dans le chapitre 2. D'importantes informations sur les conditions du *freeze-out* au RHIC en seront déduites.

Chapitre 1

Le Plasma de Quarks et de Gluons

Les collisions d'ions lourds ultra-relativistes permettent d'étendre nos connaissances sur la matière dans des domaines d'énergie et de densité très élevés. Ces conditions ont été celles de l'Univers peu de temps après sa formation, alors que son âge était inférieur à 10^{-5} seconde. Il est très intéressant de pouvoir étudier ces premiers instants de l'Univers. Les réponses à des questions fondamentales sur l'interaction forte, la nature du vide, la brisure de symétrie chirale et l'origine des masses pourraient venir de cette recherche. Elle permet en particulier de confronter les résultats de la théorie actuelle qui décrit l'interaction forte, la Chromodynamique quantique, avec des observations expérimentales. Elle élargit donc par cet intermédiaire notre compréhension de la théorie dans des conditions de températures et de densités où son application est difficile. Ce chapitre retracera dans une première partie les différentes étapes qui ont conduits jusqu'aux théories actuelles sur la matière, et en particulier jusqu'à la Chromodynamique quantique. Nous pourrons alors donner dans la deuxième partie les éléments qui permettent de supposer l'existence d'un état déconfiné de la matière, le plasma de quarks et de gluons, et qui définissent ses propriétés hypothétiques. Cet état sera également appelé selon son acronyme anglais QGP, pour *Quark Gluon Plasma*. De fait, l'étude du plasma de quarks et de gluons est liée à l'étude des collisions d'ions lourds ultra-relativistes et a fortement motivé celles-ci. Ces collisions seraient en effet le seul moyen permettant de reproduire et d'observer cet état. La fin de ce chapitre sera donc consacrée à ces collisions.

1.1 La matière « ordinaire »

1.1.1 Histoire du modèle atomique

L'idée que la matière est composée de briques élémentaires existe depuis les philosophes grecs de l'antiquité. Leucippe est le premier à croire que la matière est discontinue et formée de particules extrêmement petites et indivisibles. Il leur donne le nom "atomos", ce qui signifie en grec "qui ne peut être coupé". Son disciple Démocrite (460 - 370 avant J.C.) reprend cette idée et propose la théorie atomiste. Selon celle-ci, la matière est discontinue, composée d'atomes éternels se déplaçant dans le vide et dont les multiples combinaisons engendrent tous les corps. Malgré l'étonnante justesse de cette vision, elle est critiquée par Aristote (384 - 322 av. J.C.). Aristote défend l'idée que la matière est continue et est composée des quatre éléments : la terre, l'eau, l'air et le feu. L'influence d'Aristote sur le savoir de cette époque fait que sa théorie prévaut durant les 2000 ans qui vont suivre. Ce n'est qu'au XIX^e siècle que la théorie de Démocrite est reprise par le chimiste et physicien John Dalton (1766 - 1844). Grâce à ses travaux sur les gaz, Dalton est amené à formuler l'hypothèse atomique qu'il publie en 1808. Elle stipule que la matière est composée de particules extrêmement petites et indivisibles appelées atomes. Tous les atomes d'un même élément sont identiques et possèdent les mêmes propriétés et la même masse. Les atomes d'éléments différents ont des propriétés et des masses différentes. Ils se combinent dans les réactions chimiques dans des rapports simples pour former de nouveaux composés. Cette théorie est correcte, à part le caractère indivisible de l'atome qui y est vu comme une boule de billard. Ceci sera ensuite remis en cause d'abord par Joseph John Thomson (1856 - 1940) qui découvre les électrons et le déplacement de charges positives dans un tube de Crookes (dont le principe est identique à celui des tubes cathodiques). Il propose alors un atome formé par des électrons, chargés négativement, répartis sur une sphère uniforme et positive de sorte que l'atome est électriquement neutre. Ernest Rutherford (1871 - 1937) contredit ce modèle en 1907 par une expérience où des rayons α bombardent une feuille d'or. Il observe qu'un petit nombre de rayons rebondissent sur la feuille et repartent en sens inverse. Quelques α sont légèrement déviés et leur grande majorité la traverse sans déviation. La forte déviation de particules α positives ne s'explique que par la présence d'un corps chargé. La force électrostatique nécessaire pour contre balancer leur énergie cinétique ne peut qu'être produite par une sphère chargée dont le rayon est bien plus petit que celui de l'atome. De plus, la majorité des particules α ne sont pas déviées, ce qui indique que la majeure partie des atomes est vide. Rutherford propose alors son modèle atomique en 1911 qui est appelé modèle planétaire. Dans ce modèle, la charge positive est regroupée dans un noyau dense et central, autour duquel les électrons gravitent sur des orbites dont le rayon est très supérieur à celui du noyau. Niels Bohr améliore en 1914 le modèle de Rutherford en expliquant le comportement et la distribution des électrons autour du noyau (sous la forme de couches électroniques). Erwin Schrödinger élabore ensuite en 1926 les principes de la mécanique ondulatoire selon lesquels la position et la vitesse des électrons autour du noyau ne peuvent pas être définies classiquement. À la place, les électrons sont répartis selon des densités électroniques satisfaisant l'équation de Schrödinger. Enfin la stabilité du noyau est expliquée par la découverte du neutron en 1932 par James Chadwick. Cette particule, de charge nulle et de masse proche de celle du proton, semble provenir d'atomes de béryllium bombardés par des α. Présents dans le noyau, ces neutrons permettent d'assurer la cohésion avec les protons, qui autrement se repousseraient à cause de leur charge positive.

1.1.2 Les particules élémentaires et le modèle standard

Nous savons donc désormais que la matière perceptible est composée d'atomes dont la taille est de l'ordre d'un Ångström ($10^{-10}m$). Tous les composés chimiques répertoriés dans le tableau de classification périodique de Mendeleïev sont définis par la charge électrique du noyau de l'atome correspondant et donc par son nombre de protons. Cette charge règle les propriétés du nuage électronique et par cet intermé-

constituants\familles :	1^{re}	2^{e}	3^{e}
Quarks q charge de $+2/3$ masse $[MeV/c^2]$	**haut (*up*)** u 5 ± 3	**charmé (*charm*)** c 1300 ± 300	**sommet (*top*)** t $(174 \pm 6) \times 10^3$
charge de -1/3 masse $[MeV/c^2]$	**bas (*down*)** d 10 ± 5	**étrange (*strange*)** s 200 ± 100	**beau (*beauty*)** b $(4.3 \pm 0.2) \times 10^3$
leptons neutrino masse $[MeV/c^2]$	**d'électron** ν_e $< 7.10^{-6}$	**de muon** ν_μ < 0.3	**de tauon** ν_τ < 30
leptons chargés (-1) masse $[MeV/c^2]$	**électron** e 0.511	**muon** μ 105.658	**tauon** τ 1784

interactions	**forte**	**faible**	**électromagnétique**	**gravité**
bosons vecteurs masse $[GeV/c^2]$	gluons 0	$W^{\pm}, Z^0$ 80.22, 91.187	photons 0	gravitons (hypothèse) 0

Tab. 1.1 – Constituants élémentaires du modèle standard.

diaire les propriétés chimiques de l'élément. Cependant l'atome moderne n'est pas une brique élémentaire de la matière dans le sens où il n'est pas indivisible. Il ne constitue donc pas le maillon de construction le plus petit à partir duquel la matière est construite.

L'atome est composé des particules que sont les nucléons du noyau (neutrons et protons) et les électrons de son nuage électronique. À partir des années 1950, les expériences auprès des accélérateurs de particules et l'observation des rayonnements cosmiques vont mettre en évidence beaucoup d'autres particules. La question se pose alors si toutes ces particules sont vraiment élémentaires. La réponse viendra d'abord par Gell-Mann et Zweig en 1964 qui prédisent l'existence des quarks, des briques élémentaires qui s'associent pour former l'ensemble des hadrons observés. Cette prédiction sera finalement confirmée par l'observation expérimentale d'une sous-structure du proton en 1969.

Le modèle de Gell-Man a depuis été approfondi et est devenu ce que l'on appelle le modèle Standard. Ce modèle est la théorie actuelle qui répertorie les constituants les plus fondamentaux de la matière et décrit leurs interactions. Le tableau 1.1 regroupe les 12 particules de matière et les 4 particules porteuses des interactions du modèle standard. Celui-ci prévoit également que pour chaque particule il existe une anti-particule de même masse mais de charge et de parité opposées. Les particules de matière sont regroupées en 3 familles de masses croissantes. La matière stable est composée des particules de la première famille dont les membres sont les plus légers. Ainsi les atomes contiennent les électrons du nuage électronique, les neutrons composés de 3 quarks udd et les protons composés de 3 quarks uud. Tous les constituants élémentaires du modèle standard sont des particules ponctuelles (jusqu'à au moins $10^{-17}m$) qui ne donnent une dimension spatiale à la matière que grâce à leurs interactions. Celles-ci se font par l'intermédiaire d'échanges de bosons vecteurs listés dans le tableau 1.1 avec les 4 interactions fondamentales correspondantes. On y retrouve la gravité et les interactions électromagnétiques dont les portées sont infinies. L'interaction forte a une portée de 10^{-15} mètre et permet la liaison des quarks entre eux. L'interaction faible a la plus courte portée de 10^{-18} mètre. Elle est responsable entre autres des changements de saveurs des quarks, la saveur étant leur type u, d, s, c, b ou t.

1.1.3 Confinement des quarks

Le modèle standard englobe la théorie décrivant l'interaction forte qui lie les quarks entre eux, la Chromodynamique Quantique (ou QCD pour Quantum Chromodynamic). La QCD tire son nom de l'existence d'une charge de couleur rouge, verte ou bleue dans chaque quark. De la même manière que les charges électriques de signes opposés s'attirent, cette charge de couleur attire les quarks de couleurs différentes. La QCD explique ainsi notamment la formation des hadrons. Ce terme désigne l'ensemble des particules qui sont formées par des quarks. Deux types de hadrons sont observés dans la nature :

- les mésons formés par un quark lié à un anti-quark, c'est-à-dire un état $q\bar{q}$,
- les baryons composés de trois quarks liés, c'est-à-dire un état qqq (les nucléons sont donc de cette dernière catégorie).

Ces objets sont neutres du point de vue de la charge de couleur : les mésons contiennent une couleur et son anti-couleur et les baryons contiennent trois quarks portant les trois couleurs complémentaires, dont le mélange additif produit du blanc. Une des propriétés fondamentales de QCD est donc la formation d'objets uniquement neutres en couleur. Cette propriété est appelée le confinement de couleur des quarks dans les hadrons. Ici s'arrête l'analogie avec les charges électriques car celles-ci peuvent être séparées. L'interaction entre les charges de couleurs, décrite par la QCD, est en effet différente de l'interaction électromagnétique. Pour l'illustrer, une paramétrisation classique [1, 2, 3] du potentiel inter-quarks est proposée dans l'équation 1.1. Alors que l'interaction coulombienne apparaît avec le second terme de cette l'équation, le confinement est représenté par un terme assimilable à une tension de corde σ. Cette tension provient de la nature des gluons, vecteurs de l'interaction entre les quarks. Ceux-ci sont responsables des échanges de couleurs entre particules. Ils possèdent donc eux-même une charge de couleur et peuvent interagir entre eux. Ainsi lorsque la distance inter-quarks augmente, les gluons se multiplient par auto-interaction et l'attraction entre les quarks devient plus forte. La forme du potentiel qui résulte de ces deux termes est représentée sur la figure 1.1 en fonction de la distance r de séparation. Le potentiel entre deux quarks devient donc linéaire et croît à l'infini avec la distance inter-quarks. L'énergie potentielle ne peut cependant pas augmenter indéfiniment. En fait, si la tension augmente, l'énergie potentielle peut devenir égale à deux fois la masse d'un quark. La corde entre les deux quarks se rompt alors et crée une paire $q\bar{q}$.

Cette paire apporte un quark et un anti-quark de chaque côté de la corde rompue, de sorte que les quarks initiaux sont toujours associés à d'autres quarks.

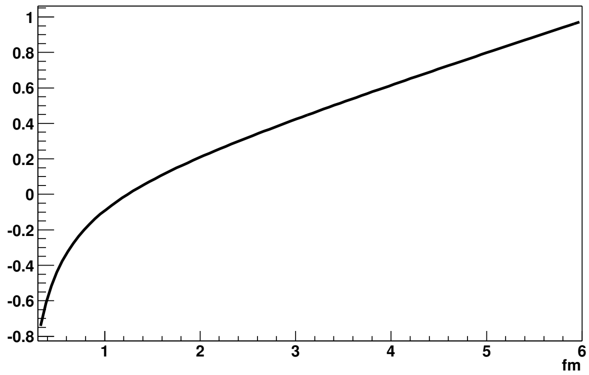

FIG. 1.1 – Potentiel entre deux quarks en fonction de la distance r qui les sépare.

$$V(r) \quad = \quad V_0 - \frac{\pi}{12}\frac{1}{r} + \sigma.r \qquad (1.1)$$

1.1.4 Brisure de la symétrie chirale

Une autre propriété importante de la matière "ordinaire" et qui découle de la QCD est la brisure de la symétrie chirale. La chiralité est une propriété des spineurs associée à l'opérateur γ^5, dont les valeurs propres sont ± 1. Les spineurs propres sont droits (R, valeur propre +1) et gauche (L, valeur propre -1), selon :

$$\gamma^5 \Psi_{R/L} \quad = \quad \pm \Psi_{R/L} \qquad (1.2)$$

La chiralité est un bon nombre quantique lorsque les particules sont ultra-relativistes ($E \gg m$) ou pour des particules de masse nulle. Elle le reste en présence de l'interaction avec les gluons qui a lieu via le courant de l'équation 1.3, qui conserve explicitement la chiralité.

$$J^a_\mu \quad = \quad \bar{\Psi}_R \gamma_\mu T^a \Psi_R + \bar{\Psi}_L \gamma_\mu T^a \Psi_L \qquad (1.3)$$

L'existence de masse pour les quarks est une source de brisure explicite de la symétrie chirale. En QCD et pour les quarks u,d et s, la brisure prépondérante est de nature dynamique : les changements de chiralité des quarks ont lieu par interaction avec le condensat de quarks du vide. La force attractive de l'interaction forte est en effet tellement importante que le vide est plus stable lorsqu'il est rempli de paires $q\bar{q}$ fortement liées. La structure du vide QCD se manifeste ainsi par l'existence d'un condensat $< q\bar{q} >$:

$$< \bar{\psi}\psi > \quad \equiv \quad < 0 \mid \bar{\psi}_L \psi_R + \bar{\psi}_R \psi_L \mid 0 > \qquad (1.4)$$

Les paires associent un quark de chiralité gauche (L) ou droite (R) avec son anti-quark de chiralité opposée. Un (anti-)quark en interaction avec le condensat du vide QCD va donc pouvoir s'annihiler avec son anti-particule de même chiralité. Il sera remplacé par un (anti-)quark identique dont la chiralité est opposée. Dans le vide QCD, le quark voit ainsi sa chiralité s'inverser avec une périodicité proportionnelle à $< \bar{\psi}\psi >$. La présence de ce condensat implique que le quark ait une masse. Cette masse constituante des quarks, créée dynamiquement, peut être largement supérieure à leur masse intrinsèque. Un exemple important est celui des quarks légers qui constituent les nucléons. Alors que la masse constituante de chacun de ces quarks est en gros égale au tiers de la masse du nucléon, approximativement 940/3 MeV/c^2, leur masse intrinsèque n'est que de quelques MeV/c^2 (voir le tableau 1.1). L'établissement de la masse des hadrons est ainsi lié en partie à la brisure de la symétrie chirale. La brisure de cette symétrie peut également être vue comme une conséquence naturelle du confinement des quarks [4]. Il faut pour cela considérer le modèle dit du sac (*bag model*) [5]. Dans ce modèle, des quarks de masse nulle sont confinés à l'intérieur d'un sac de petit volume, qui peut par exemple représenter l'enveloppe d'un hadron. L'absence de masse des quarks permet l'établissement de la symétrie chirale à l'intérieur de celui-ci. Il y règne un vide sans structure et les bords du sac représentent la pression extérieure exercée par le vide QCD. À la superficie de ce volume, les quarks confinés doivent rebrousser chemin, ce qui a pour effet de modifier leur chiralité. Ce processus implique donc la présence d'un condensat $< q\bar{q} >$ qui brise la symétrie chirale à la surface du sac.

1.2 Déconfinement et plasma de quarks et de gluons

Jusqu'à présent la nature de l'interaction forte n'a été décrite que dans le cas de la matière ordinaire des hadrons. Il est cependant capital de pouvoir décrire le comportement de la matière dans des conditions de température et de densité autres, en particulier lorsque l'une ou/et l'autre de ces deux quantités sont plus élevées. L'enjeu est de pouvoir comprendre la matière de l'Univers durant ses premiers instants mais également des formes actuelles comme par exemple l'intérieur des étoiles compactes formées par effondrement gravitationnel du noyau des supernovae.

La QCD traite directement des quarks et des gluons, les constituants élémentaires, et de leurs interactions. L'étude d'un système formé par ces composants élémentaires nécessite l'apport de la thermodynamique statistique. Elle permet de définir l'état macroscopique du système sans être obligé de connaître son état microscopique, chose qui est dans la plupart des cas difficile ou impossible à faire avec la QCD. La description statistique met à disposition des variables globales telles que le volume V et l'énergie E du système ainsi que certaines autres quantités conservées. Un système relativiste de quarks et de gluons engendre la production et l'annihilation constante de particules. L'ensemble grand canonique est donc utilisé pour le décrire en permettant au nombre de particules de varier. Les paramètres de contrôle sont alors le volume V, la température T et le potentiel chimique μ. Ce dernier représente l'énergie qu'il faut apporter au système pour lui ajouter une particule. L'ensemble des états de la matière peut désormais être répertorié grâce à un diagramme de phases (T, μ). Ce diagramme définit les différentes phases de la matière et ses transitions, de manière analogue au diagramme de phases de l'eau, qui donne ses trois phases solide, liquide et gazeuse en fonction de la température et de la pression. La figure 1.2 représente de manière approximative le diagramme de phases de la matière tel qu'il est actuellement imaginé. Les transitions de phase du 1er ou du 2^{e} ordre y sont représentées par des lignes et les transitions continues (*crossover*) par des zones colorées. L'évolution de l'Univers peut être retracée à partir de ses premiers instants, où la température était très supérieure à T_c et où le potentiel chimique était faible. Durant son refroidissement, l'Univers serait sorti de la phase de QGP par une transition continue. Les noyaux des atomes, finallement formés, ont ensuite regroupé la matière nucléaire à $T \sim 0$ et $\mu_B \sim 935$ MeV. En dehors de cette matière nucléaire, pour des températures assez faibles et pour des potentiels chimiques supérieurs à la densité nucléaire, la matière atteindrait un état de superconductivité de couleur qui peut exister dans les étoiles à neutrons. Pour une description plus complète de ce diagramme le lecteur pourra par exemple se référer à [6]. Nous porterons notre intérêt dans ce qui suit sur la phase de plasma de quarks et de gluons. Dans cette phase, les quarks et les anti-quarks ne sont plus confinés à l'intérieur de hadrons. Ils acquièrent la possibilité de se déplacer au sein d'un champ de gluons sur des distances délimitées par la taille du système. Ce déconfinement des quarks aurait lieu dans les conditions (T, μ) délimitées par le diagramme de la figure 1.2. Les partons contenus dans le système doivent subir de nombreuses interactions mutuelles. Le plasma de quarks et de gluons est ainsi supposé être en équilibre thermodynamique, au moins local, justifiant la description statistique du système.

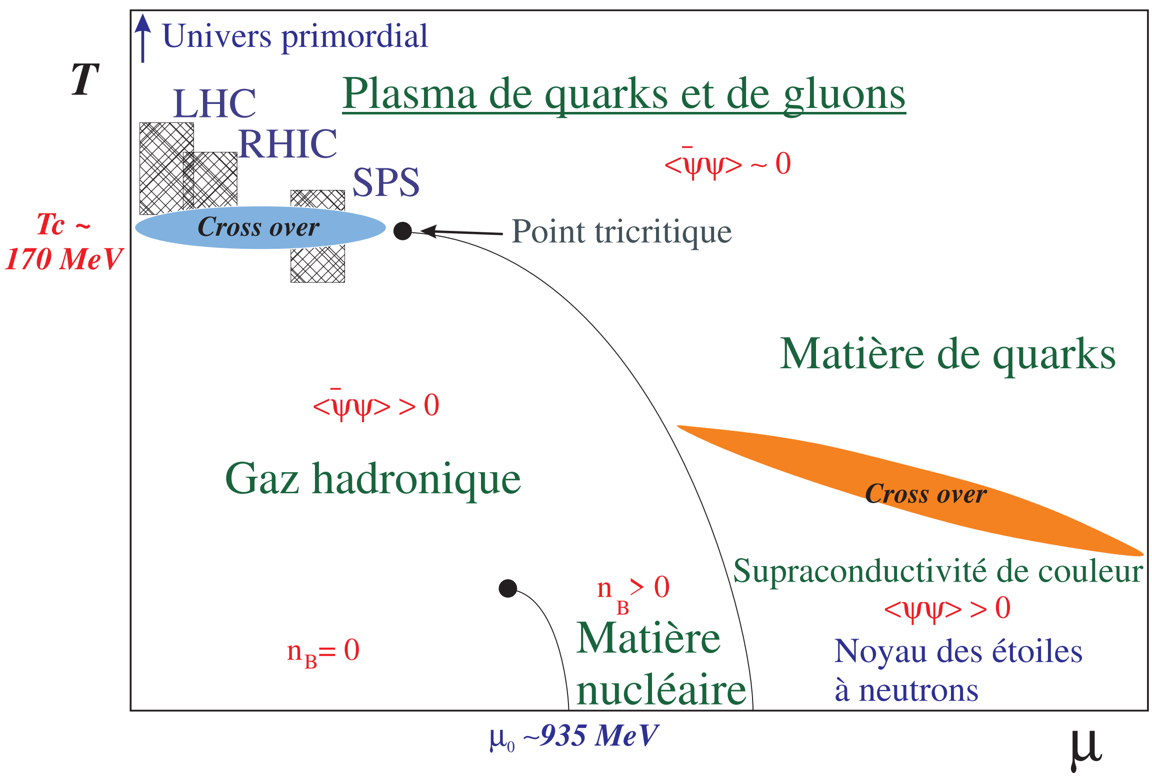

FIG. 1.2 – Diagramme de phase de la matière décrite par la QCD. Figure inspirée de [6].

1.2.1 Estimations thermodynamiques

Il est possible de définir très approximativement les conditions du déconfinement à partir de calculs thermodynamiques. Le principe est de déterminer les densités d'énergie et températures des phases confinée et déconfinée par analogie avec un gaz de photons. Pour cela nous devons nous placer dans le cas d'un potentiel chimique nul. La matière hadronique est alors un gaz de pions considéré comme un gaz parfait de bosons (statistique de Bose-Einstein), où les particules sont de masse nulle et sans interaction. La loi de Planck s'applique donc pour la densité d'énergie :

$$\epsilon = g\frac{(k_B T)^4}{(\hbar c)^3}\frac{\pi^2}{30} \tag{1.5}$$

où g est le facteur de dégénérescence. La relation $E = 3PV$ permet également d'écrire $\epsilon = 3P$ et donc que :

$$P = g\frac{(k_B T)^4}{(\hbar c)^3}\frac{\pi^2}{90} \tag{1.6}$$

Les degrés de liberté dans un gaz de pions sont ceux d'isospins : π^0, π^-et π^+ d'où $g_\pi = 3$. On obtient donc les valeurs de densité et de pression pour le gaz de pions :

$$\epsilon_\pi = 3\frac{(k_B T)^4}{(\hbar c)^3}\frac{\pi^2}{30} \quad (1.7) \qquad P_\pi = 3\frac{(k_B T)^4}{(\hbar c)^3}\frac{\pi^2}{90} \quad (1.8)$$

Pour la phase déconfinée, les particules du gaz sont cette fois-ci les quarks et les gluons. Le facteur de dégénérescence prend ainsi en compte les degrés de liberté des gluons (8 couleurs et 2 états de spin) et des quarks (3 couleurs, 2 spins et 2 saveurs : u et d). Les quarks sont de plus des fermions et un facteur 7/8 doit être ajouté pour prendre en compte le changement vers une statistique de Fermi-Dirac. Le facteur de dégénérescence est donc $g_{g+q\bar{q}} = g_{QGP} = 8 \times 2 + 3 \times 2 \times 2 \times \frac{7}{8}$ et les valeurs de densité et de pression sont :

$$\epsilon_{QGP} = 37\frac{(k_B T)^4}{(\hbar c)^3}\frac{\pi^2}{30} \quad (1.9) \qquad P_{QGP} = 37\frac{(k_B T)^4}{(\hbar c)^3}\frac{\pi^2}{90} \quad (1.10)$$

Ces résultats sur la phase de QGP sont les densité et pression de Stefan Boltzmann. Ils prédisent une forte augmentation de la densité d'énergie et de la pression lors de la transition vers un état déconfiné. Un système contenant un plasma de quarks et de gluons doit également prendre en compte le confinement qui est effectif en dehors de la phase QGP. La manière de procéder la plus simple est de considérer qu'une pression s'exerce sur les bords du sac délimitant le QGP. Cette pression est la constante de sac définie dans le modèle du même nom *(Bag Model)*. Sa valeur [7] est $B^{1/4} \simeq 200$ MeV. La transition de phases peut donc être étudiée en supposant que les pressions des deux phases coïncident à la transition. L'équation : $P_\pi = P_{QGP} - B$ conduit alors à une température de transition de $T \simeq 144$ MeV.

1.2.2 Prédictions de la Chromodynamique Quantique

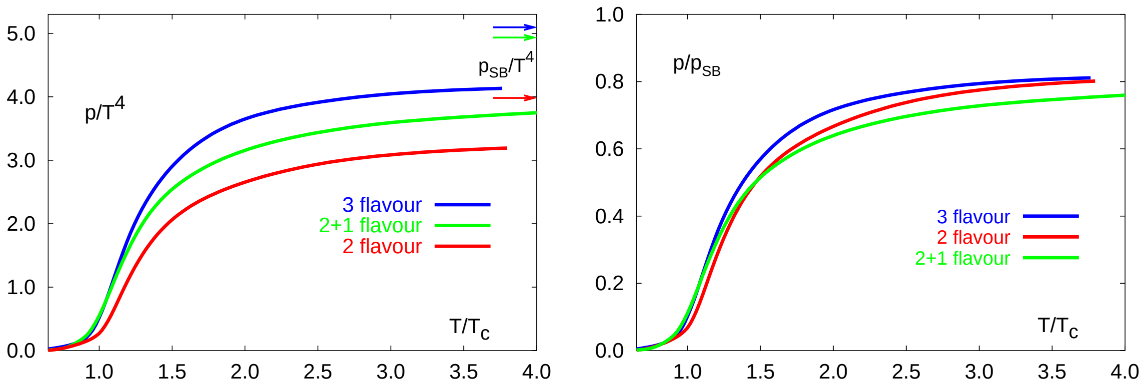

FIG. 1.3 – Pressions en fonction de la température pour différents nombre de saveurs et comparaisons avec les pressions de Stefan Boltzmann P_{SB}. Figures tirées de [9].

Les estimations du paragraphe précédent sont basées sur des approximations très grossières. En particulier le QGP ne peut pas réellement être considéré comme un gaz de particules sans interaction. En fait, on considère que l'interaction entre les quarks ne devient négligeable que lorsque la température dépasse largement 1 GeV, soit une valeur bien supérieure à celle nécessaire pour réaliser une phase déconfinée. Pour prendre en compte ces interactions il faut utiliser la QCD pour modéliser l'ensemble des interactions existantes dans le système. Ceci est rendu possible grâce aux méthodes numériques de la QCD sur réseau, ou *lattice QCD*. Celle-ci repose sur la discrétisation de l'espace-temps sur un domaine fini. Elle applique alors les équations QCD sur cette grille et modélise les fluctuations quantiques des champs de q, $\bar{q}$ et g par des simulations numériques. Une introduction aux méthodes utilisées dans la QCD sur réseau se trouve dans [8]. Les derniers développements ont permis de calculer à $\mu = 0$ l'évolution de la pression en fonction de la température [9]. Sur le graphique de gauche de la figure 1.3, la pression est distribuée sous la forme p/T^4 et permet la comparaison avec la pression de Stefan Boltzmann (P_{SB}/T^4) représentée par une flèche. La flèche correspondant à 2 saveurs est le résultat direct de l'équation 1.10. Celle-ci peut être généralisée par l'équation 1.11 en fonction du nombre de quarks légers (dont la masse est considérée

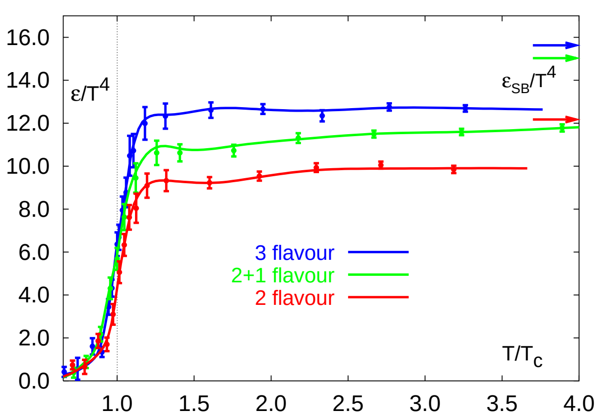

FIG. 1.4 – Densité d'énergie en fonction de T/T_c pour différents nombre de saveurs et comparaisons avec les densités de Stefan Botlzmann. Figure tirée de [10].

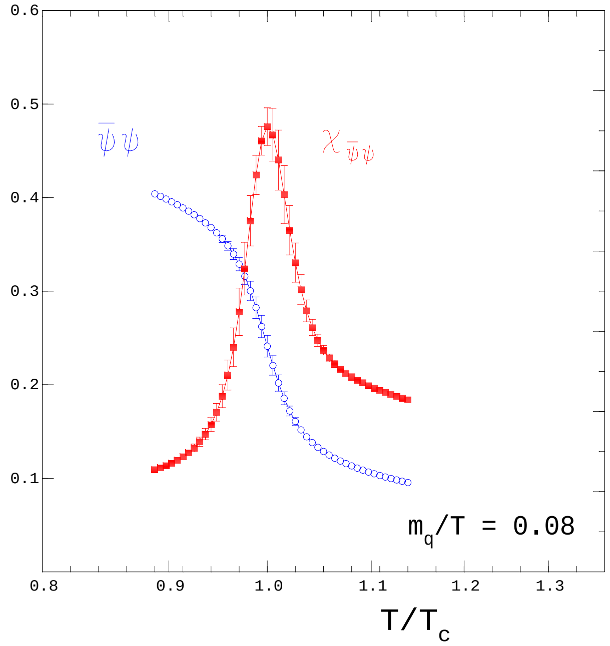

FIG. 1.5 – Valeur du condensat de quarks en fonction de T/T_c et la susceptibilité $\chi = \langle\bar{\psi}\psi^2\rangle - \langle\bar{\psi}\psi\rangle^2$ (figure F. Karsch).

comme négligeable) pris en compte. Ce nombre est le nombre de saveurs n_s :

$$\frac{P_{SB}}{T^4} = (16 + \frac{21}{2}n_s)\frac{\pi^2}{90} \tag{1.11}$$

La température est de plus normalisée par les températures de transition de phases T_c qui diffèrent pour chaque n_s : T=172 $\pm$ 2 MeV pour $n_s = 2$ et T=154 $\pm$ 8 MeV pour $n_s = 3$ [10]. Le cas $n_s = 2+1$ représente les calculs effectués avec 2 quarks u et d légers et un quark s lourd. La température T_c à $n_s = 2+1$ est probablement proche de la valeur à $n_s = 2$ mais n'est pas déterminée de manière satisfaisante dans cette étude. On constate sur la figure 1.3 que la pression augmente de manière importante avec la température. La QCD sur réseau confirme donc l'augmentation brutale, déjà estimée par les équations 1.8 et 1.10, du nombre de degrés de liberté à la température de transition de phase. Néanmoins la pression calculée est inférieure à la pression de Stefan Botzmann, en accord avec le fait que l'interaction forte entre les quarks et les gluons du QGP n'est pas négligeable. Ceci est clairement visible à partir des rapports P/P_{SB} de la partie droite de la figure 1.3 où la pression se stabilise à environ 80% de P_{SB}. La forme de ces courbes, i.e. un accroissement brutal de la pression qui atteint ensuite un plateau, plaide fortement en faveur de la formation d'un plasma de quarks et de gluons. La transition est encore plus flagrante sur la figure 1.4 qui représente la densité d'énergie en fonction de la température. Il est de plus intéressant de savoir de quel ordre est la transition de phases entre la matière hadronique et le QGP. La QCD sur réseau observe une transition du premier ordre dans le cas $n_s = 3$ et du second ordre dans le cas $n_s = 2$. La transition réelle à $\mu = 0$ est supposée être une transition continue du fait de la masse non nulle des quarks. C'est en effet le cas pour les calculs de QCD sur réseau où $n_s = 2+1$. Enfin la restauration de la symétrie chirale et le déconfinement sont a priori deux phénomènes distincts. Néanmoins les valeurs du condensat $< \bar{\psi}\psi >$ représentées sur la figure 1.5 prédisent la restauration partielle de la symétrie chirale à la même température T_c. La coïncidence entre T_c et la température où la susceptibilité est maximale confirme le lien entre symétrie chirale et confinement.

1.3 Les collisions d'ions lourds ultra-relativistes

Notre compréhension de l'interaction forte passe par la confrontation entre la théorie de la Chromodynamique quantique et les observations expérimentales. Le QGP fut l'état primordial de l'Univers aux premiers instants de son évolution, à un âge inférieur à 10^{-4} seconde. Il n'est cependant pas possible d'observer cette étape car il n'en reste aucune trace. La matière s'est en effet refroidie pour donner un monde hadronique. Le rayonnement électromagnétique fossile observé aujourd'hui ne s'est découplé qu'après le confinement, vers 10^5 ans. Le couplage rayonnement-matière a donc entièrement converti les photons émis par le QGP. En dehors de l'Univers primordial, une phase déconfinée peut exister actuellement dans le noyau des étoiles compactes. Les observations astrophysiques de ces étoiles et les conclusions qu'elles apportent restent néanmoins très limitées.

Les collisions d'ions lourds ultra-relativistes représentent ainsi un moyen unique de reproduire le QGP en laboratoire et de l'observer. Une campagne expérimentale a donc démarré depuis 1986 pour prouver son existence et pour l'étudier. Les programmes de cette campagne utilisent des collisions d'ions lourds ultra-relativistes obtenues grâce à des accélérateurs de particules : l'AGS, le SPS, le RHIC et le futur LHC qui sont ici classés de l'énergie la plus faible à la plus élevée. Ces différents acronymes et une description détaillée du RHIC se trouvent dans le chapitre 3. L'objectif principal des collisions d'ions lourds de hautes énergies est d'élever la température dans la zone où les noyaux se sont entrechoqués. On espère ainsi y produire le plasma de quarks et de gluons. Les conditions (T, μ) approximatives, obtenues à partir des collisions du SPS, du RHIC et du LHC sont représentées sur la figure 1.2.

1.3.1 Géométrie de la collision

Les noyaux sont accélérés jusqu'à des vitesses ultra-relativistes. Leur énergie cinétique est donc supérieure à leur masse. Le facteur de Lorentz correspondant est important puisqu'il atteint déjà $\gamma = 10$ pour le SPS. Ainsi les noyaux sont contractés dans le repère du laboratoire par le facteur γ. Leur représentation est donnée sur la figure 1.6. On y distingue sur la partie (A) les deux noyaux avant la collision. Une variable importante à ce stade est le paramètre d'impact b, qui donne la distance entre les axes des noyaux. Il définit ainsi le degré de recouvrement des deux noyaux au moment de la collision et donc le volume de la zone d'interaction.

Durant les analyses, le degré de recouvrement est également caractérisé en terme de centralité de la collision. Lorsque le recouvrement est total ($b = 0$), les centres des noyaux coïncident dans le plan transverse et la collision est qualifiée de centrale. Au contraire, lorsque les noyaux ne se touchent qu'à leur périphérie, la collision est périphérique. La centralité est généralement exprimée en pourcentage de la section efficace (voir chapitre 6).

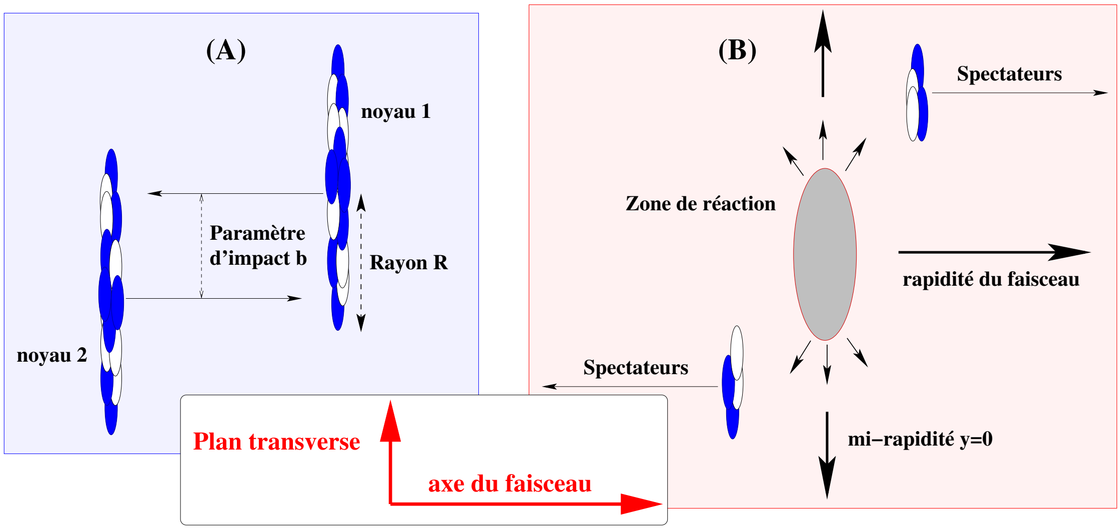

FIG. 1.6 – Représentation des noyaux (A) avant la collision et (B) juste après celle-ci.

Au moment de la collision, figure 1.6 (B), les nucléons des deux noyaux interagissent dans la zone de réaction. Ils y déposent une densité d'énergie dans le centre de masse qui est ensuite convertie en matière. Celle-ci sera éjectée vers l'extérieur. Dans le cas où la collision n'est pas centrale, certains nucléons ne participent pas directement aux interactions. Ils poursuivent donc leurs trajectoire initiale et sont alors appelés nucléons spectateurs.

1.3.2 Évolution spatio-temporelle

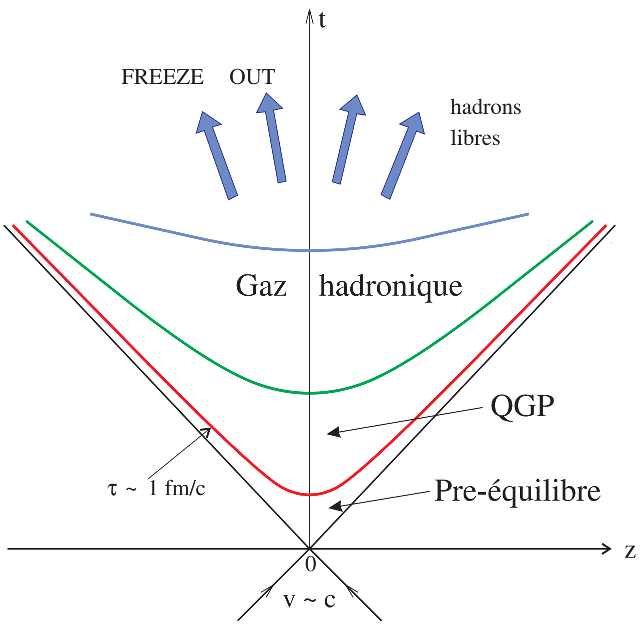

FIG. 1.7 – Évolution d'une collision d'ions lourds ultra-relativistes en fonction du temps et de son expansion longitudinale.

Les observables d'une collision résultent d'un système qui a évolué et s'est refroidi jusqu'à se que les hadrons soient libérés vers l'extérieur. Le cadre de l'évolution spatio-temporelle d'une collision d'ions lourds ultra-relativistes est défini dans le scénario de Bjorken [11] et est représenté sur la figure 1.7. L'expansion longitudinale de la collision suivant l'axe z du faisceau y est considérée en fonction du temps t. Le système présente une succession de phases. Les changements de phases sont représentés par des hyperboles de temps propre $\tau = \sqrt{t^2 - z^2}$ constant. Les ions se rencontrent à $t = 0$ et $z = 0$ puis les étapes suivantes se succèdent :

1) Dans la **phase de pré-équilibre**, de multiples collisions inélastiques ont lieu entre les nucléons de chaque noyau. De nombreux partons sont libérés et peuvent subir plusieurs rediffusions dans le milieu nucléaire. Ce processus dépose une large fraction de l'énergie disponible dans le centre de masse. Il se traduit alors par l'augmentation de la température et la production de paires $q\bar{q}$. On considère que cette phase aboutit après un temps typique τ_0 de 1 fm/c à une phase probablement équilibrée et à température élevée contenant majoritairement les partons créés.

2) Cette phase est probablement une **phase de plasma de quarks et de gluons**. Si le QGP est effectivement formé, il doit rapidement s'étendre à cause de la pression élevée de cette phase par rapport à la pression du vide. Le système se détend et se refroidit alors jusqu'à atteindre T_c, la température critique de transition.

3) Le système en se refroidissant effectue la transition entre QGP et **phase hadronique**. Il peut alors passer par une phase dite mixte, mais uniquement si la transition est du premier ordre. Dans ce cas, des "bulles" de QGP coexistent avec les hadrons nouvellement formés. Si la transition est du second ordre, l'hadronisation est soudaine. Enfin, si la transition est continue, les propriétés du système changent progressivement avec la diminution de la température.

4) Les interactions ne s'arrêtent pas dès que l'hadronisation est complète. Les hadrons subissent des collisions inélastiques et élastiques qui modifient les taux de production et les spectres en impulsion des différentes particules. Elles cessent finalement lorsque l'expansion du système atteint sa limite. Les multiplicités des différentes espèces chimiques et leurs impulsions sont alors fixées jusqu'à se que les particules atteignent les détecteurs. La fin du système peut être décomposée en deux événements distincts. Le premier est connu sous le nom de ***freeze-out* chimique** qui marque l'arrêt des collisions inélastiques. La composition chimique est donc fixée définitivement après le *freeze-out* chimique. Le second événement est le ***freeze-out* thermique** qui désigne la fin des chocs élastiques. C'est uniquement ce dernier *freeze-out* qui détermine les spectres en impulsion. Bien que *freeze-out* chimique et thermique désignent des processus différents, ils peuvent en fonction de la dynamique du système se passer au même moment ou être séparés par un certain laps de temps .

Un tel scénario amène à se poser certaines questions sur les possibilités de sonder la phase partonique. Les particules observées proviennent en effet d'une phase hadronique qui a subit le *freeze-out*. Il n'est donc pas évident que ces particules aient gardé une trace du QGP initial, en particulier si la phase hadronique est un état équilibré.

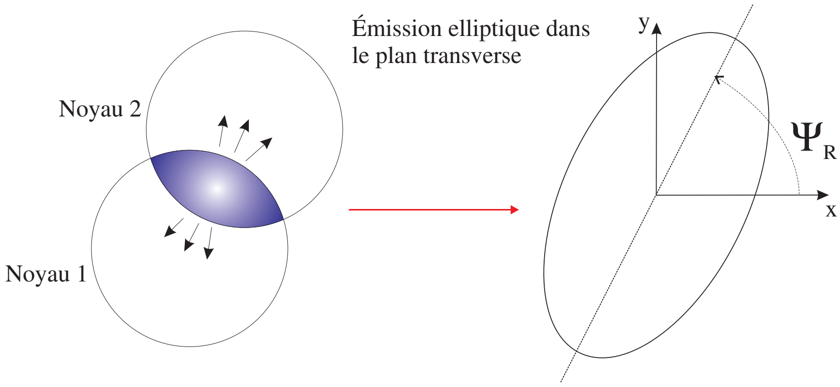

Fig. 1.8 – Production de flot elliptique et sa schématisation dans une collision d'ions lourds non-centrale.

1.3.3 Comportement collectif

Après une collision d'ions lourds, l'émission de particules peut se fait de manière anisotrope, essentiellement à cause du phénomène physique sous-jacent appelé flot [12, 13, 14]. Si la collision de deux noyaux n'était qu'une superposition de collisions entre nucléons, il n'y aurait pas d'émission anisotrope de particules. Le flot traduit ainsi l'existence d'effets collectifs dans les collisions d'ions lourds. Deux types principaux de flot sont étudiés dans le plan transverse, le flot radial et le flot anisotrope. Le premier a pour origine l'expansion sphérique du système dans le plan transverse, due à la pression exercée par le milieu. Cette expansion augmente l'impulsion transverse des particules, celles-ci étant poussées vers l'extérieur du système. Le flot anisotrope est créé dans les collisions d'ions lourds non-centrales. Lorsque le paramètre d'impact est non nul, la zone de recouvrement des noyaux n'est pas sphérique au moment de la collision. Des gradients de pression directionnels apparaissent alors et vont transformer cette asymétrie spatiale en asymétrie d'impulsion, i.e. les particules seront émises suivant des directions préférentielles. Dans l'illustration de la figure 1.8, une collision périphérique produit des gradients de pression en forme d'amande qui aboutissent à une émission de forme elliptique. L'ellipse représente en effet les quantités de particules émises selon l'angle que fait leur vecteur impulsion avec l'angle Ψ_R du plan de la réaction. Cette forme de flot anisotrope est ainsi appelée flot elliptique. Les distributions angulaires des particules peuvent être décrites dans le plan transverse par le développement de Fourier de l'équation 1.12, où ϕ et Ψ_R sont respectivement les angles d'émission des particules et d'inclinaison de l'ellipse :

$$\frac{dN}{d(\phi - \Psi_R)} = \frac{1}{2\pi}\left\{1 + 2\sum_{n=1}^{\infty} V_n \cos n(\phi - \Psi_R)\right\} \tag{1.12}$$

L'ordre $n = 2$ de cette équation représente le flot elliptique. Il est quantifié par l'intermédiaire de la valeur de V_2. L'étude du flot elliptique pourrait permettre d'observer les premières phases d'une collision d'ions lourds. L'expansion du système se fait en effet dans la direction des gradients de pression, qui tendent donc à disparaître avec celle-ci. La transformation de l'asymétrie spatiale en asymétrie d'impulsion se ferait donc principalement au début de l'évolution du système. Le flot elliptique pourrait alors être sensible à la formation du plasma de quarks et de gluons dans les collisions ultra-relativistes [15, 16].

1.4 Les observations expérimentales et leurs interprétations

1.4.1 La recherche des signatures du QGP

Les collisions d'ions lourds ultra-relativistes produisent un grand nombre de particules. Les multiplicités, les spectres en impulsion et les distributions angulaires de ces particules sont le résultat d'une convolution de phénomènes extrêmement difficiles à dissocier. Pour cette raison, la démarche expérimentale a consisté et consiste encore aujourd'hui à comparer les résultats des collisions d'ions lourds avec ceux d'autres types de réactions. En particulier les collisions entre protons (p+p) et entre un proton et un ion lourd (p+A) peuvent constituer de bonnes références pour les collisions d'ions lourds (A+A). Elles reproduisent une partie des conditions et mécanismes inhérents aux collisions A+A. Les collisions p+A notamment permettent même de conserver quasiment la symétrie d'isospin. En revanche il est peu probable qu'un plasma de quarks et de gluons y soit créé. La différence entre les événements A+A et ceux dépourvus de QGP peut alors mettre en évidence les traces de ce dernier.

Les analyses se sont premièrement focalisées sur des observables sensibles à la phase de plasma de quarks et de gluons et robustes. Envisagées depuis le début des analyses de collisions d'ions lourds de hautes énergies, ces signatures devraient marquer la transition observée dans les prédictions de la QCD sur réseau. Le volume et le temps de vie de la phase de QGP sont a priori petits. Le diamètre de la zone de production de matière ne serait que de quelques fermis et la durée de vie de l'état déconfiné de l'ordre d'une dizaine de fm/c. Déterminer des signatures qui laissent des traces significatives et robustes n'est donc pas une chose aisée. Un certain nombre de signatures ont néanmoins été proposées. Elles peuvent être classées selon trois types :

• Les signatures associées à la production hadronique. Parmi celles-ci, citons l'augmentation de la production de particules étranges qui fut parmi les premières signatures proposées [17, 18]. Elle repose sur la différence des processus de création de l'étrangeté entre une phase purement hadronique et une phase déconfinée. Une phase de QGP facilite notamment la production d'étrangeté par les processus $q\bar{q} \rightarrow s\bar{s}$ et $gg \rightarrow s\bar{s}$. La création d'un plasma de quarks et de gluons dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes pourrait donc se traduire par des taux de production des particules étranges comparativement supérieurs aux résultats obtenus pour des collisions de type p+A ou p+p, qui ne forment pas de QGP. L'augmentation doit être proportionnelle au nombre de quarks étranges contenus dans les hadrons. Les taux de production des baryons multi-étranges Ξ et Ω doivent donc s'accroître plus fortement que celui des Λ. Ces baryons multi-étranges ont de plus l'avantage d'être peu affectés par les interactions hadroniques.

• Les signatures électromagnétiques. L'intérêt de ces observables réside dans le fait qu'elles ne sont pas sensibles aux interactions fortes. Elles interagissent très peu avec les composants d'un gaz hadronique et ne sont donc pas modifiées par les étapes qui succéderaient le QGP. Les paires de dileptons constituent une bonne sonde électromagnétique. Il est possible de comparer leur spectre expérimental en masse invariante avec une estimation du spectre produit uniquement par une phase hadronique. Les différences peuvent alors être interprétées en tant que signal en provenance du QGP. Les photons directs émis par une phase de plasma de quarks et de gluons constituent une deuxième sonde intéressante. La phase déconfinée est en effet susceptible d'apporter un excès de photons créés par les processus $q\bar{q} \to \gamma g$ et $gg \to \gamma q$. Pour mettre en évidence ces photons directs, toutes les contributions hadroniques doivent être soustraites. La différence pourrait en principe révéler l'émission de corps noir à la température du QGP.

• Les signatures probant le déconfinement de couleur. La présence de charges de couleurs constitue une propriété importante d'une phase de plasma de quarks et de gluons. Elle peut avoir des conséquences mesurables sur les objets qui traverseraient le QGP. Il a été prédit en particulier que les quarkonia et les particules de haute impulsion transverse seraient supprimés lorsqu'ils traverseraient une phase déconfinée. Les raisons de ces suppressions sont d'une part la diminution du potentiel inter-quarks des quarkonia et d'autre part la perte d'énergie par radiation de gluons des particules.

L'observation de ces signatures a motivé les programmes de l'AGS et du SPS. Il est difficile de dresser un bilan exhaustif des résultats des expériences et de leurs interprétations. Le lecteur pourra se référer à [19, 20, 21] pour plus de détails. Néanmoins la suppression du J/ψ et l'augmentation de l'étrangeté ont constitué des résultats marquants. Ces observables ont été étudiées de manière très complète par les expériences NA50 et NA60 pour le J/ψ et les expériences WA97 et NA57 pour les baryons étranges. Ces deux signatures et les principaux résultats expérimentaux sont présentés plus en détail dans ce qui suit.

1.4.2 La suppression du J/ψ

Les différents états liés $c\bar{c}$, ou charmonia, sont des particules de masses élevées qui sont produites au début de la collision par des processus durs. Elles peuvent ainsi subir la phase de plasma de quarks et de gluons qui suit la période de pré-équilibre. Or le potentiel inter-quarks qui lie ces paires est une fonction de la température. En particulier, si la température dépasse T_c, le terme de tension de corde disparaît. La grande densité de charge de couleur dans un QGP tend de plus à écranter le potentiel coulombien restant, qui prend alors la forme de l'équation 1.13. Une paire $c\bar{c}$ qui traverserait une phase de QGP serait alors dissociée en raison de la faiblesse du potentiel entre les deux partons, en particulier si la distance r dépasse le rayon de Debye R_D.

$$V(r) = \frac{\alpha}{r} e^{-r/R_D} \tag{1.13}$$

La suppression relative du taux de production des charmonia dans les collisions les plus énergétiques a donc été proposée comme signature de la création d'une phase déconfinée [22]. La robustesse de cette signature s'appuie sur le fait que les charmonia et leurs produits de décroissance leptoniques interagissent peu avec la matière hadronique. L'expérience NA50 a donc mesuré les taux du production du J/ψ par l'intermédiaire de sa décroissance en paires de dimuons. Elle a obtenu une suppression par rapport à la production Drell-Yan dans les collisions Au+U, S+U et finalement les collisions Pb+Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 17.3$ GeV. La suppression est dépendante de la centralité des collisions. Les études des collisions p+A ont également montré une suppression dite normale, révélant une absorption du J/ψ dans le milieu nucléaire. C'est donc normalisés par cette suppression que les résultats sont représentés sur la figure 1.9 en fonction du nombre de nucléons participants [23]. Une suppression dite anormale est alors visible. Elle dépend du nombre de participants et marque deux paliers successifs. Ces paliers pourraient signer en premier la dissociation du $\chi_c \rightarrow J/\psi + X$ suivie par celle du J/ψ qui est plus lié. Ils traduiraient alors l'augmentation progressive de la température d'une phase déconfinée suivant le nombre de participants.

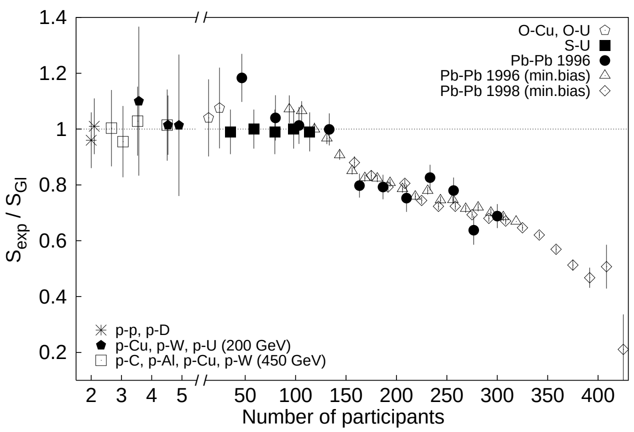

FIG. 1.9 – Production de J/ψ dans les collisions p+p, p+A et A+B, divisée par la production attendue en fonction du nombre de participants.

1.4.3 L'augmentation de l'étrangeté

Les quarks étranges ne sont pas présents parmi les quarks de valence des nucléons. L'étrangeté est donc entièrement produite durant la collision. Les conditions de création de l'étrangeté sont très nettement différentes si un gaz hadronique prédomine ou si les quarks s ou $\bar{s}$ proviennent d'un QGP. Dans le premier cas la production ne se fait que par la création par paire d'un hadron étrange et d'un hadron anti-étrange. Les réactions hadroniques correspondantes possèdent des seuils en énergie importants qui dépassent les 500 MeV. Elles créent à chaque fois une seule paire $s\bar{s}$. Il faut donc enchaîner plusieurs réactions hadroniques pour obtenir un hadron multi-étrange, i.e. deux pour les Ξ et trois pour les Ω. L'énergie totale requise est donc très élevée et cet enchaînement de réactions nécessite un temps probablement supérieur au temps

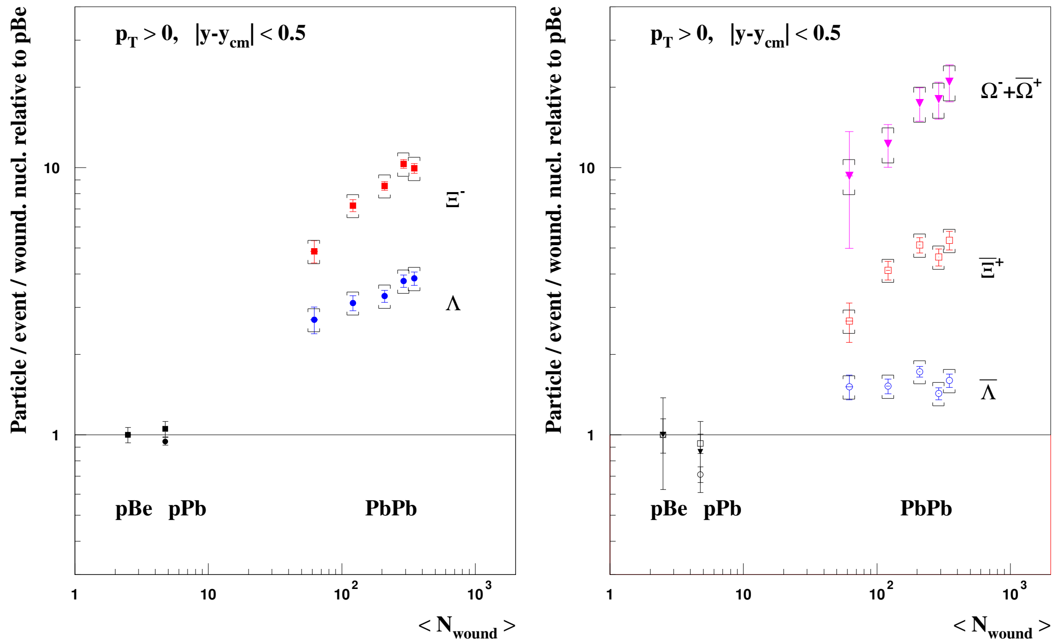

FIG. 1.10 – Taux de production des particules étranges dans l'expérience NA57 en fonction du nombre de participants, normalisés par les résultats des collisions p+Be. Figure extraite de [24].

de vie du système. La production d'étrangeté est donc peu efficace dans un système hadronique et plus particulièrement pour les baryons multi-étranges. En revanche elle est fortement favorisée à l'intérieur d'un plasma de quarks et de gluons. La restauration partielle de la symétrie chirale se traduit par une masse des quarks s d'environ 150 MeV. Le seuil en énergie de la réaction $q\bar{q} \rightarrow s\bar{s}$ tombe donc à deux fois la masse du quarks s, soit 300 MeV. La densité gluonique apporte de plus une nouvelle voie de production par les réactions $gg \rightarrow s\bar{s}$ dont la section efficace est supérieure à celle d'annihilation de quarks [25, 26]. Enfin la liberté asymptotique des quarks étranges dans le plasma permet de créer directement des hadrons avec deux ou trois quarks s au moment de l'hadronisation. On s'attend donc à ce que les particules étranges soient produites en plus grande quantité dans les systèmes où un QGP a existé. Cette augmentation doit être proportionnelle au nombre de quarks s que contient la particule. La robustesse de cette signature est assurée par la conservation du nombre quantique d'étrangeté. L'interaction forte conserve en effet celle-ci de sorte qu'il est possible d'observer expérimentalement la totalité de l'étrangeté produite durant la collision. Les expériences NA57 et NA60 ont précisément mesuré les taux de production des particules Λ, Ξ et Ω à mi-rapidité[1] et selon différents types de collisions et degré de

[1]Pour une particule dont la quadri-impulsion est $(E, \vec{p})$, la rapidité y des produits de la collision est définie par $y = \frac{1}{2} \ln \frac{E+p_z}{E-p_z}$, z étant la direction le long de l'axe du faisceau. Cette variable est invariante par une transformation de Lorentz selon z, pour laquelle elle est simplement modifiée par une constante additive. La pseudo-rapidité η est une approximation de la rapidité lorsque les particules sont ultra-relativistes. Elle est définie par la relation purement géométrique : $\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2}$, où $\theta = p_z/p$.

centralité. La figure 1.10 montre une représentation des derniers résultats de NA57 [24]. Les taux de production des différents hypérons et anti-hypérons sont normalisés selon le nombre de participants et selon les taux de production des mêmes particules dans les collisions p+Be. Dans ces conditions, la figure montre un accroissement relatif de la production selon le nombre de quarks étranges. Ces accroissements confirment les résultats de WA97. Ils traduisent directement à quel point la création d'étrangeté est plus efficace dans les collisions d'ions lourds, jusqu'à un facteur 11 pour les Ω dans les collisions les plus centrales. Les rapports de NA57 augmentent également avec le nombre de participants des collisions Pb+Pb. Ils laissent donc penser qu'il pourrait exister une centralité minimale à partir de laquelle l'accroissement commence.

1.4.4 Du SPS au RHIC

Les deux résultats expérimentaux précédents ont notamment été à l'origine d'une conférence de presse du CERN le 8 février 2000. Celle-ci concluait que de fortes indications de la création en laboratoire d'un plasma de quarks et de gluons avait été trouvées au SPS. De part la complexité des phénomènes étudiés et la difficulté d'interprétation des observations expérimentales, cette conclusion repose essentiellement sur la convergence d'une multitude d'analyses. Seule la considération de l'ensemble de ces résultats permet de rassembler un faisceau de preuves suffisant. Chaque observation n'exclue cependant pas complètement des scénarii hadroniques. C'est le cas notamment de la suppression du J/ψ [27]. Ces doutes expliquent que les expériences NA57 et NA60 poursuivent leurs observations expérimentales.

Des réserves peuvent également être portées sur la quantité d'énergie disponible dans les collisions obtenues au CERN. Le seuil de production d'une phase de plasma de quarks et de gluons est à peine dépassé par les collisions du SPS. Le diagramme de phases de la figure 1.2 indique en effet que le SPS est situé très près de la transition entre la phase hadronique et le QGP. Ces conditions ne facilitent probablement pas la mise en évidence nette et l'étude d'une phase déconfinée de la matière. Ces réserves disparaissent avec les énergies atteintes aux RHIC. L'énergie disponible dans le centre de masse y est en effet supérieure de plus d'un ordre de grandeur à celle du SPS. Le RHIC doit entre autres poursuivre et approfondir les études menées durant les campagnes du SPS. L'énergie libérée dans les collisions Au+Au du RHIC est cette fois-ci bien supérieure à celle qui serait nécessaire à la création d'un plasma de quarks et de gluons. Les quatre expériences qui exploitent le collisionneur ont obtenu de nouveaux résultats qui apportent d'autres indications sur la formation du QGP. Il s'agit notamment de la suppression des particules de hauts p_T dans la phase finale des collisions d'ions lourds ultra-relativistes. Elle est décrite plus en détails dans ce qui suit.

1.4.5 Suppression des particules de hauts p_T et corrélations azimutales

Les partons de hautes énergies doivent rayonner des gluons lorsqu'ils traversent un milieu contenant des charges de couleur. Cette perte d'énergie partonique est dépendante de la densité de charges colorées et serait donc particulièrement effective à

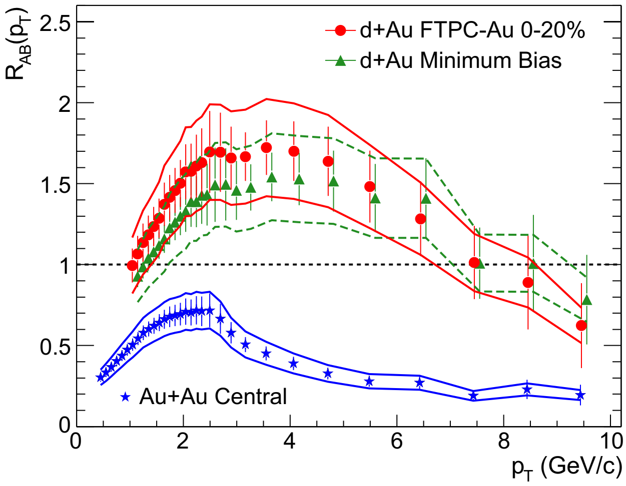

FIG. 1.11 – $R_{AB}(p_T)$ pour les collisions d+Au centrales et de biais minimum et pour les collisions Au+Au centrales. Les distributions représentent les hadrons chargés : $(h^{+}+h^{-})/2$. Figure extraite de [29].

l'intérieur d'une phase de plasma de quarks et de gluons. Pour cette raison, la perte d'énergie des particules de haut p_T a été considérée comme une sonde très intéressante de la matière produite durant les collisions d'ions lourds ultra-relativistes. Les partons des particules de haut p_T sont originaires des processus durs. Par la suite ils peuvent, comme le J/ψ, subir la phase de QGP. Leur observation passe par l'intermédiaire des distributions azimutales des particules de hauts p_T et des distributions des particules en fonction de leur impulsion transverse. Pour pouvoir révéler les effets nucléaires, ces dernières doivent être auparavant normalisées par les distributions obtenues en p+p. La variable R_{AB} est alors calculée par :

$$R_{AB} \quad = \quad \frac{d^2N/dp_T d\eta}{T_{AB} d^2\sigma^{pp}/dp_T d\eta}$$

où $d^2N/dp_T d\eta$ est le taux de production différentiel pour les collisions A+B, $T_{AB} = \langle N_{bin}\rangle / \sigma_{inel}^{pp}$ décrit la géométrie nucléaire et $d^2\sigma^{pp}/dp_T d\eta$ est obtenu à partir de la section efficace différentielle p+p. Les distributions de R_{AB} sont représentées sur la figure 1.11 en fonction de l'impulsion transverse et pour les collisions d+Au et Au+Au produites par le RHIC à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Cette variable serait constante et égale à 1 en l'absence d'effet nucléaire. Pour les collisions Au+Au, on observe au contraire que R_{AB} est inférieur à 1 et diminue avec l'impulsion à partir de $p_T = 2.5$ GeV/c. Ces valeurs, mesurées dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes, seraient en accord avec la perte d'énergie des partons dans le QGP. Néanmoins, il a été prédit que les conditions initiales des collisions, notamment la saturation des gluons dans les noyaux incidents, pouvaient également expliquer que $R_{AB} < 1$ à haut p_T [28]. Les collisions d+Au ont alors constitué le moyen de trancher entre les deux possibilités. Elles reproduisent en effet les mêmes conditions initiales que les collisions Au+Au mais ne devraient pas aboutir à la formation d'un QGP. Le modèle de saturation prédit donc que $R_{AB} < 1$ également pour les collisions d+Au, ce qui est en contradiction avec les données expérimentales représentées sur la figure 1.11. Celles-ci indiquent que $R_{AB} > 1$ entre $2 < p_T < 7$ GeV/c pour les collisions d+Au. Ainsi seule subsiste la première hypothèse de la perte d'énergie des partons dans le milieu.

Cette conclusion est confirmée par l'observation des distributions azimutales des particules de la figure 1.12. L'impulsion transverse de ces particules est dans l'intervalle $4 < p_T < 6$ GeV/c. Les distributions sont corrigées de l'efficacité du détecteur et les piédestaux ont été soustraits. L'analyse des systèmes p+p et d+Au met en évidence dans le cadre (a) un comportement quasiment similaire. Deux pics sont distinctement placés à $\Delta\phi = 0$ et $\Delta\phi = \pi$ et signent respectivement la détection des *jets* et des *di-jets*. En revanche, les résultats Au+Au du cadre (b) montrent l'absence totale de pic à $\Delta\phi = \pi$ pour ce système. Ceci plaide fortement pour un milieu présent uniquement dans l'état final des collisions d'ions lourds ultra-relativistes et qui supprime systématiquement le ou les partons des *di-jets* qui le traversent. Ces deux résultats [29] pourraient ainsi constituer la découverte de la perte d'énergie des partons dans une phase de QGP.

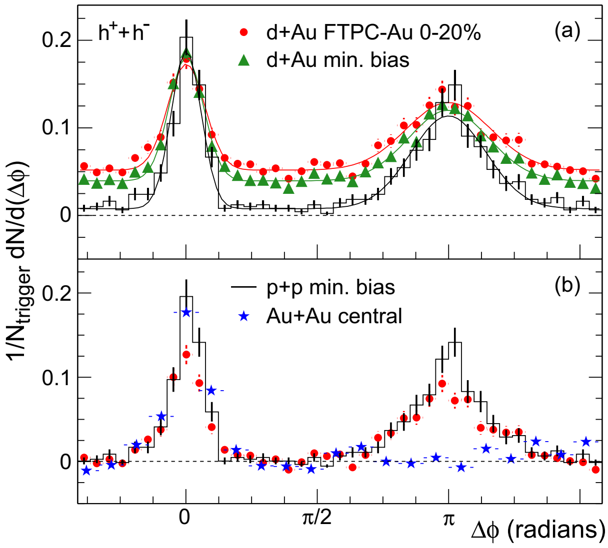

FIG. 1.12 – (a) Distributions corrigées des corrélations azimutales à deux particules pour les collisions d+Au de biais minimum et centrales et pour les collisions p+p. (b) Comparaison entre les distributions p+p, et Au+Au centrales. Figure extraite de [29].

1.4.6 Les observations à venir

Les conclusions qui découlent de l'ensemble des observations expérimentales au SPS et au RHIC peuvent être classées en deux catégories. La première regroupe notamment la suppression du J/ψ et la suppression des particules de hauts p_T. Ce sont des indications directes de la production d'un état déconfiné de la matière. La seconde catégorie concerne l'hadronisation du système. Elle permet de remonter jusqu'au début de celle-ci et de définir les conditions à partir desquelles elle a eu lieu. La jonction entre ces deux voies d'analyses pourrait permettre de prouver définitivement la création d'un état déconfiné et thermalisé, c'est-à-dire un plasma de quarks et de gluons. La découverte de la suppression des particules de hauts p_T a également entraîné le communiqué de presse du 18 juin 2003, en commun avec les quatre expériences du RHIC. La présentation des résultats durant ce communiqué n'a pourtant pas amené à l'affirmation irréfutable de la création en laboratoire d'un plasma de quarks et de gluons. Il est désormais clair qu'une telle affirmation passera par la compréhension profonde de l'ensemble des phénomènes qui régissent les collisions d'ions lourds ultra-relativistes. Dans cette optique, les observables concernant l'hadronisation du système sont capitales. Nous verrons dans le prochain chapitre que le $\Lambda(1520)$ fait notamment partie des outils de choix qui permettent de sonder cette hadronisation.

1.5 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons posé les pré-requis nécessaires pour comprendre l'intérêt de notre étude. Les collisions d'ions lourds ultra-relativistes sont réalisées dans le but principal d'étudier la formation d'un nouvel état de la matière, le plasma de quarks et de gluons. Cet état, probablement proche de l'état primordial de l'Univers, est un état déconfiné de couleur. Les partons, quarks, anti-quarks et gluons y atteignent probablement un équilibre thermodynamique. Les collisions d'ions lourds de hautes énergies représentent le seul moyen de reproduire en laboratoire ce QGP. Elles produisent un système relativement complexe qui permet essentiellement de transformer l'énergie cinétique des noyaux en matière. Cette matière évolue selon une succession d'étapes dont l'une pourrait être le plasma de quarks et de gluons. Pour étudier ces collisions, des programmes expérimentaux ont été mis en place depuis 1986. Certains résultats, décrits dans ce chapitre, montrent des indications probantes qu'un état déconfiné de couleur est effectivement présent durant les collisions d'ions lourds ultra-relativistes. Une autre catégorie d'observables est utilisée pour caractériser la production de la matière hadronique émise par la collision. Nous verrons dans le chapitre suivant que les résonances prennent une place particulière dans cette catégorie. Ce chapitre abordera cette catégorie et posera les motivations de la mesure de la production de $\Lambda(1520)$ dans les collisions à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV du RHIC.

Chapitre 2

Les résonances dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes

2.1 Hadronisation du système

Les analyses basées sur l'observation des spectres hadroniques ont occupé une partie importante des études sur les collisions d'ions lourds ultra-relativistes. L'enjeu est de définir les conditions à partir desquelles les hadrons se sont formés. On espère ainsi remonter aux premiers instants de la collision, où une phase de plasma de quarks et de gluons pourrait avoir été créée. Celle-ci peut en particulier être définie comme une phase déconfinée où les partons interagissent significativement entre eux. Ils peuvent alors atteindre un équilibre thermodynamique. Les éventuelles traces de cet équilibre et le comportement statistique de la phase hadronique font donc l'objet d'études importantes. Elles sont complémentaires des mesures telles que celles des suppressions du J/ψ et des particules à haut p_T, qui plaident directement pour l'existence d'un déconfinement de couleur vraisemblablement aux premiers moments de la collision.

Les modèles statistiques [30, 31, 32, 33, 34, 35, 36, 37, 38], parfois qualifiés de thermiques, ont été employés dans le but de reproduire les abondances et les spectres en impulsion des différents hadrons émis par les collisions. Un accord remarquable apparaît ainsi entre les taux de production des différentes espèces hadroniques et les prédictions venant d'un gaz idéal de résonances. La figure 2.1 représente par exemple la comparaison entre les abondances des particules émises dans les collisions Pb+Pb du SPS [39] à $\sqrt{s_{NN}} = 17.3$ GeV avec les prédictions de F. Becattini. La comparaison avec les données permet de plus d'ajuster les paramètres du modèle thermique. Les résultats de NA49 indiquent un potentiel chimique de 245 MeV et une température d'environ 159 MeV lors du *freeze-out* chimique. Les mesures du RHIC ont également été comparées avec les prédictions des modèles statistiques. Les différents rapports des taux de production de deux particules montrent un bon accord entre les données expérimentales et les prédictions thermiques. Ils permettent de fixer la température entre 166 MeV [40] et 177 MeV [35] avec un potentiel chimique de 29 MeV.

De manière surprenante, le modèle thermique semble également reproduire correctement les données des collisions p+p, p+$\bar{p}$ et e^+e^-. On peut alors par exemple extrapoler les résultats des différents types de collisions à $\mu = 0$. La figure 2.2 représente les valeurs des températures obtenues en fonction de la densité d'énergie [41].

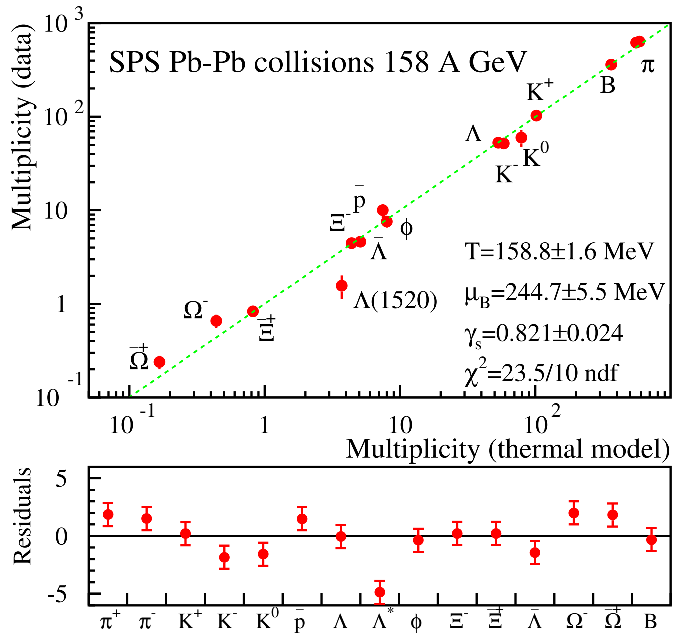

FIG. 2.1 – Comparaisons entre les abondances mesurées dans les collisions SPS à 158 AGeV [39] et les prédictions du modèle statistique de F. Becattini.

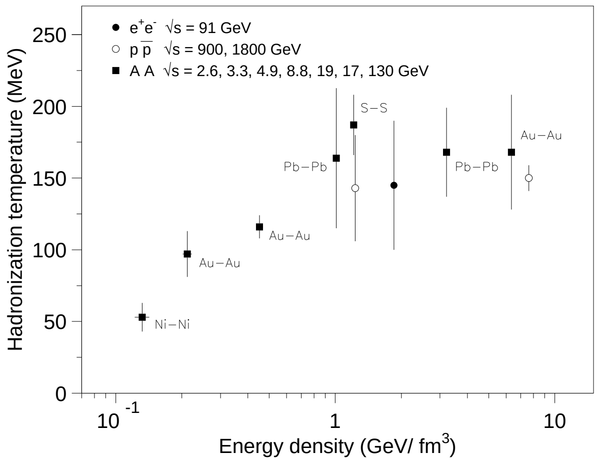

FIG. 2.2 – Température de l'hadronisation en fonction de la densité d'énergie initiale. Figure tirée de [41].

La température d'un système hadronique semble y atteindre une valeur de saturation entre 150 et 180 MeV à partir d'une densité supérieure ou égale à $\epsilon \simeq 1\ GeV/fm^3$. Ces deux valeurs confirment les résultats de la QCD sur réseau. Le succès des modèles statistiques semblent ainsi indiquer les conditions universelles de l'hadronisation. En particulier, leur application aux collisions d'ions lourds ultra-relativistes permettrait effectivement de mesurer la température d'hadronisation d'une phase déconfinée.

Il reste néanmoins un certain nombre d'interrogations. Modèle statistique ne signifie pas obligatoirement équilibre thermodynamique. Il est par exemple peu probable que les hadrons émis dans les collisions e^+e^- soient en équilibre thermodynamique. Aussi la question se pose si le système formé dans les collisions d'ions lourds est en équilibre thermodynamique ou non [38] et comment les interactions peuvent avoir lieu. L'évolution de la phase hadronique formée après une collision de haute énergie reste également largement indéterminée. Combien de temps dure celle-ci avant que le système se sépare ? Les *freeze-out* chimique et thermique coïncident-ils où sont ils séparés par un intervalle de temps Δt ? Nous verrons que l'étude des résonances et notamment du $\Lambda(1520)$ pourrait apporter des réponses à ces interrogations.

2.2 Apparente sous production des $\Lambda(1520)$ et son interprétation

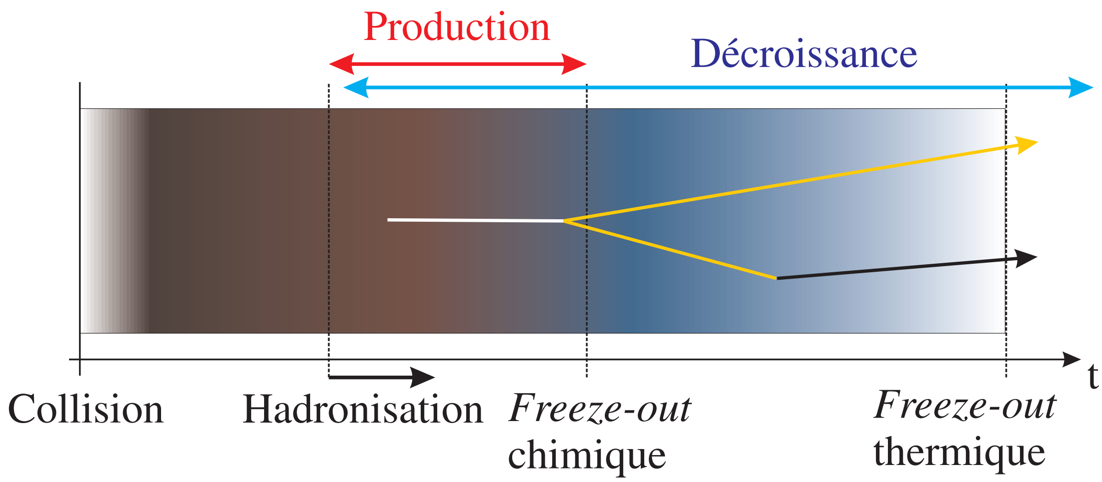

FIG. 2.3 – Représentation de la décroissance d'une résonance au sein du système formé par une collision d'ions lourds. La résonance est créée lors de l'hadronisation du système et se propage dans le milieu. Elle décroît en deux produits de décroissance juste avant le *freeze-out* chimique. L'un de ses produits subit une ré-interaction entre les deux *freeze-out* et son impulsion est modifiée.

L'accord remarquable représenté sur la figure 2.1 entre les mesures expérimentales et les prédictions statistiques laisse néanmoins apparaître un écart important concernant le $\Lambda(1520)$. Cette particule est la seule pour laquelle le résultat expérimental [42, 43] est inférieur de 5 écarts types à la valeur thermique. Le $\Lambda(1520)$ est une résonance dont la largeur de masse naturelle est de 15.6 ± 0.1 MeV [44]. Elle ne parcourt donc que quelques fermis avant de décroître, son temps de vie moyen n'étant que de $\tau = 12.6$ fm/c. Dans la situation d'une collision d'ions lourds ultra-relativistes, la décroissance peut notamment avoir lieu alors que la résonance est encore à l'intérieur du système. Les produits de cette réaction peuvent alors subir des interactions dans le gaz hadronique et perdre leur impulsion originale. La figure 2.3 représente ce processus dans le contexte de l'évolution temporelle d'une collision d'ions lourds ultra-relativistes. Elle reprend les différentes étapes de celle-ci, définies au paragraphe 1.3.2. Une résonance y apparaît d'abord au même moment que les autres particules, i.e. durant l'hadronisation. Elle peut ensuite décroître dès qu'elle est produite. La probabilité que la réaction ait lieu au sein du système dépend de la valeur du $c\tau$ de la résonance. Par exemple, la moitié des $\Lambda(1520)$ disparaissent après avoir parcouru une distance égale à $c\tau \ln 2$, soit 8.7 fm. Si les produits de décroissance sont libérés à l'intérieur du système, ils peuvent subir des interactions avec d'autres hadrons jusqu'au *freeze-out* thermique, qui marque la séparation du système. C'est ce qui est symbolisé sur la figure 2.3 par le changement de direction d'un produit de décroissance entre les *freeze-out* chimique et thermique.

La reconstruction expérimentale du signal utilise de plus l'impulsion des produits de décroissance pour déterminer sa masse invariante. Lorsque au moins un d'entre eux subit une interaction, l'impulsion qu'il transporte est significativement modifiée. Il devient alors impossible de reconstruire la masse invariante de la résonance originelle et le signal est perdu. Ce processus pourrait ainsi expliquer la suppression apparente des $\Lambda(1520)$, observée expérimentalement dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes. Une conséquence de ce phénomène est le fait que la suppression est d'autant plus importante que le temps de vie de la résonance est court. En effet, plus ce temps de vie est court et plus les produits de décroissance apparaissent tôt dans l'évolution du système. Ainsi le ϕ présent sur la figure 2.1 n'apparaît pas affecté grâce peut-être à son $c\tau$ de 44 fm. La probabilité des échanges entre les produits de la réaction et le système dépend de plus de la nature de la phase traversée. La suppression des résonances est donc sensible par cet intermédiaire aux propriétés du gaz de hadrons formés dans les collisions d'ions lourds. Elle représente donc un moyen unique de sonder ce milieu. Nous verrons par la suite les possibilités offertes par les résonances dans ce domaine.

2.3 Mesure de la température au freeze-out chimique et durée de vie entre freeze-out chimique et thermique

G. Torrieri et J. Rafelski ont proposé une application de la suppression du signal des résonances [45]. Elle vise en premier lieu à calculer la durée qui sépare les *freeze-out* chimique puis thermique. Le taux de suppression d'une résonance est d'abord proportionnel au pourcentage de résonances qui décroissent à l'intérieur du système et dont les produits de décroissance peuvent subir une ré-interaction. À son tour ce pourcentage est inversement proportionnel au $c\tau$ de la résonance et surtout proportionnel à la durée de la phase hadronique. Le taux de suppression des résonances peut donc être utilisé pour chronométrer la durée de vie du gaz de hadrons. Pour les besoins du modèle, les résonances sont d'abord supposées être intrinsèquement produites de manière thermique. En négligeant les effets du flot collectif et la géométrie de l'expansion du système, l'expression analytique du nombre de résonances N_0^* produites au *freeze-out* chimique peut s'écrire [46] :

$$N_0^* \quad = \quad \frac{1}{2\pi^2}\lambda m^2 T K_2(m/T) \qquad \text{avec } \lambda = \prod_{q=1}^{n} \lambda_i \gamma_i \tag{2.1}$$

où λ est la fugacité hadronique, m est la masse de la résonance, T est la température au *freeze-out* chimique et $K_2(x)$ est la fonction de Bessel modifiée d'ordre 2. Dans la mesure où un hadron est composé de $n = 3$ quarks, sa fugacité est déterminée dans l'équation 2.1 à partir de celles de ses composants λ_i, pondérées par le facteur d'occupation γ_i. Ces variables sont décrites en détail et extraites des ajustements globaux des abondances de particules dans [37]. Si la résonance est produite par des résonances connues de masses supérieures, ces voies d'entrées doivent également être prises en compte.

Après leur création, une partie des résonances va décroître entre les *freeze-out* chimique et thermique. La quantité de signal supprimé est le résultat de la compétition entre la décroissance exponentielle de la résonance et de la section efficace de réaction entre les produits de décroissance et le milieu. Cette compétition peut être décrite à partir d'un modèle [45] qui met en équations les deux phénomènes opposés. La section efficace est d'abord définie à partir des taux de réaction qui peuvent être estimés pour chaque produits i :

$$P_i \;=\; (\sigma_{i\pi}\rho_\pi + \sigma_{iN}\rho_N + \sigma_{i\bar{N}}\rho_{\bar{N}})\left(\frac{R}{R+vt}\right)^3 < v >, \qquad i = 1,2 \tag{2.2}$$

où v est la vitesse de flot radial et R est le rayon du système, considéré comme sphérique. Les σ sont des sections efficaces moyennes d'interaction et les ρ sont les densités des particules avec lesquelles les produits de décroissance interagissent. Ces densités peuvent être calculées dans l'approximation de Boltzmann par l'équation 2.3 où g est le degrée de dégénerescence :

$$\rho_N \;=\; \frac{g}{(2\pi\hbar c)^3} 4\pi m^2 (\lambda_q \gamma_q)^3 T K_2(\frac{m}{T}) \tag{2.3}$$

La mise en équation de la décroissance des résonances et de la diffusion de leurs produits de décroissance dans le milieu se fait ensuite grâce aux deux équations suivantes :

$$\frac{dN^*}{dt} \;=\; -\frac{1}{\tau} N^* \tag{2.4}$$

$$\frac{dN_i}{dt} \;=\; \frac{1}{\tau} N^* - N_i P_i \qquad i = 1,2 \tag{2.5}$$

La première équation différentielle 2.4 traduit la diminution du nombre N^* de résonances selon leur temps de vie moyen τ. Les produits de décroissance apparaissent en conséquence dans le système dans les mêmes proportions. L'équation 2.5 exprime donc la variation du nombre N_i du produit de décroissance i comme l'opposée du terme de l'équation 2.4. Pour que les produits permettent de reconstruire la résonance, il faut qu'ils ne subissent pas de ré-interaction. L'équation 2.5 inclut donc un terme $-N_i P_i$ qui prend en compte ces ré-interactions. Aussi les quantités N_i, solutions de l'équation 2.5, sont égales aux nombres des produits de décroissance i qui n'ont pas subit de ré-interaction.

À partir de l'équation 2.5 qui décrit l'évolution des N_i et de l'équation 2.1 qui donne la quantité initiale N_0^*, il est possible de former un modèle qui permet de calculer la quantité observable d'une résonance en fonction de deux paramètres :

- la température T qui fixe la production thermique initiale N_0^* de la résonance,
- la durée Δt entre les *freeze-out* chimique et thermique qui détermine la quantité ΔN_i de signal supprimée.

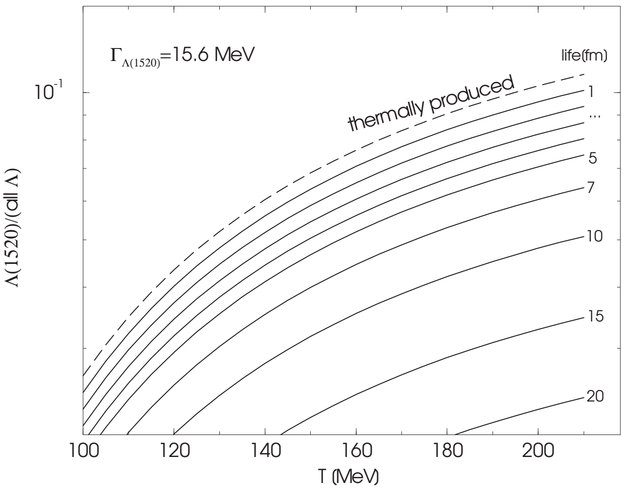

FIG. 2.4 – Rapport $\Lambda(1520)/\Lambda$ en fonction de la température de *freeze-out* chimique et de la durée entre *freeze-out* chimique et thermique. Figure tirée de [46].

Il est très utile d'exprimer le taux de production d'une résonance par rapport à celui de la particule de l'état fondamental correspondant. Du point de vue théorique, un rapport de ces taux annule la dépendance envers les potentiels chimiques car ils sont identiques pour les deux termes. Le rapport permet également d'éliminer les éventuels biais expérimentaux qui apparaîtraient lors de la mesure des taux de production. La figure 2.4 représente le rapport $\Lambda(1520)/\Lambda$ obtenu par ce modèle en fonction de la température T au *freeze-out* chimique et de la durée de vie Δt du système entre les *freeze-out* chimique et thermique. Cette figure permet d'obtenir la valeur de Δt à partir de la mesure de $\Lambda(1520)/\Lambda$ et en supposant une température T. Les possibilités offertes par le modèle sont néanmoins plus importantes. Il est en effet très intéressant de combiner les informations en provenance de plusieurs résonances avec chacune des durées de vie distinctes. La différence permet en effet de sonder la phase hadronique sur des intervalles de temps différents. Le modèle ne contient en fait que deux paramètres libres (T,Δt). Aussi l'association de deux rapports "résonance sur état fondamental" permet d'extraire directement ces deux paramètres. La figure 2.5 montre un exemple de diagramme obtenu à partir des équations 2.1 et 2.5. Les coordonnées sur ce diagramme sont les valeurs des rapports pour une température et une durée Δt données. Les lignes représentent les évolutions de ces rapports en fonction de la température ou de Δt. Les lignes isothermes sont graduées de $T = 100$ MeV à $T = 200$ MeV et les lignes à Δt constant vont de $\Delta t = 1$ à $\Delta t = 20$ fm. Un point unique, obtenu expérimentalement par les mesures des abondances de deux résonances, permet donc de déterminer T et Δt.

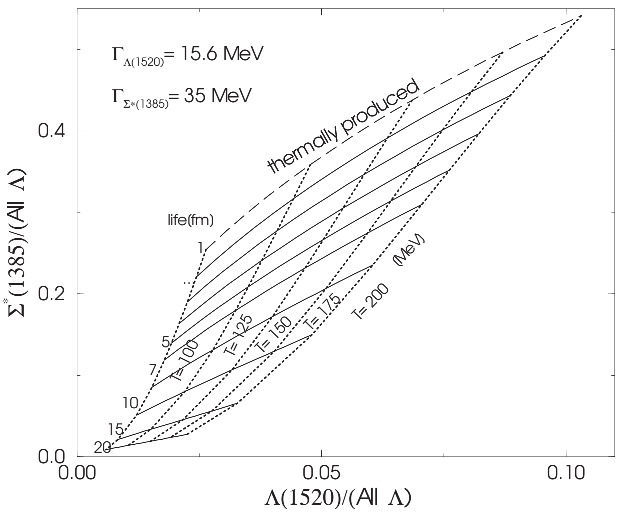

FIG. 2.5 – Diagramme déterminant (T,Δt) à partir des valeurs de deux rapports des taux de production des résonances sur celui de leur état fondamental. Figure tirée de [46].

2.4 Étude de l'étape de diffusion hadronique

La diffusion des produits de décroissance des résonances peut être étudiée à partir de modèles microscopiques. De tels modèles permettent de simuler l'ensemble des réactions qui ont lieu durant une collision d'ions lourds ultra-relativistes. Ainsi, à la différence du traitement statistique, les modèles microscopiques tentent de reproduire l'ensemble des collisions du système. Cette description de la dynamique microscopique est basée sur des théories de transport. Elles permettent de simuler numériquement les séquences de propagations des particules par l'intermédiaire des équations de transport. Les particules sont des baryons ou des mésons qui subissent, ou non, des interactions décrites par un potentiel. Les processus de diffusion et de décroissance qui en découlent sont également pris en compte. Ces modèles tentent aussi d'intégrer la modification des propriétés des particules dans la matière dense et chaude des collisions d'ions lourds. La complication théorique et numérique que cela entraîne oblige néanmoins à faire des approximations importantes. Les modèles QMD, pour Quantum Molecular Dynamics, appliquent les équations de transport pour reproduire des collisions d'ions lourds. Ils permettent notamment de simuler les réactions à N corps des collisions d'ions lourds.

Le modèle UrQMD [47] (pour Ultra-relativistic Quantum Molecular Dynamics) s'applique en particulier aux collisions de hautes énergies telles que celles produites au SPS ou au RHIC. Il simule pour cela les multiples interactions entre les particules originaires des noyaux ou nouvellement formées. Le modèle inclut l'excitation et la fragmentation des cordes de couleur, ainsi que la formation et la décroissance des résonances hadroniques. La dynamique simulée par UrQMD peut être décrite en terme de taux de réaction inélastiques et élastiques. La figure 2.6 représente ces taux en fonction du temps pour une collision du SPS à 160 AGeV. Après une première étape de pré-équilibre, le système est dominé par les collisions inélastiques. Les collisions élastiques et pseudo-élastiques prennent ensuite l'ascendant pour devenir majoritaires à $t \sim 6$ fm. Cette transition, marquée par τ_{ch}, peut alors être interprétée comme un *freeze-out* chimique à partir duquel les résonances ne vont que décroître et leurs

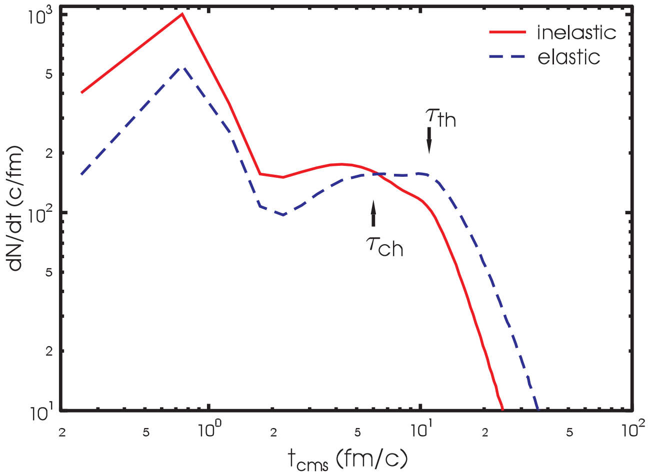

FIG. 2.6 – Taux des collisions inélastiques et élastiques dans les collisions Pb+Pb à 160 AGeV. τ_{ch} indique l'instant du *freeze-out* chimique et τ_{th} celui du *freeze-out* thermique. Figure extraite de [48].

produits de décroissance subir des diffusions. Celles-ci seront par la suite également simulées par le modèle. UrQMD permet ainsi d'étudier directement le phénomène de diffusion des produits de décroissance des résonances [48]. La comparaison entre les observations expérimentales et les prédictions d'UrQMD peut nous apporter de nombreuses informations sur la dynamique de la collision, et notamment sur les phénomènes d'équilibration. La suppression du signal de certaines résonances a déjà été calculée à partir du modèle. La figure 2.7 montre les distributions de certaines résonances produites par UrQMD en fonction de la rapidité et à deux étapes différentes de la collision. La partie gauche représente les résonances produites jusqu'au *freeze-out* chimique. La partie droite montre les résonances qui peuvent effectivement être observées après que le système se soit désintégré. La différence indique donc directement le pourcentage de résonances dont un ou plusieurs produits de décroissance ont perdu leur impulsion d'origine par diffusion hadronique.

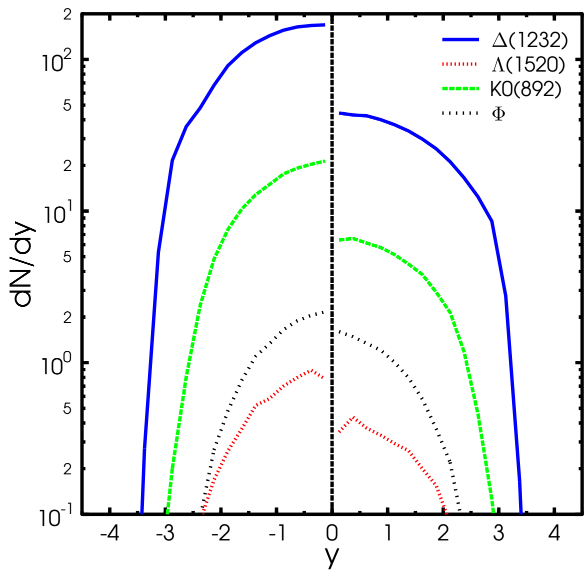

FIG. 2.7 – Densité de rapidité dans les collisions du SPS pour diverses résonances dont le $\Lambda(1520)$. À gauche sont comptées toutes les décroissances et à droite uniquement les décroissances sans diffusion des produits de décroissance. Figure extraite de [48].

2.5 Sonder les premiers instants de la collision

Une conséquence directe de leur décroissance dans le système est que les résonances observées dans les collisions d'ions lourds ne sont pas émises dans le vide. Leur décroissance exponentielle implique qu'une grande partie d'entre elles décroît durant les premiers instants du système. La bonne reconstruction des masses invariantes des résonances signifie de plus que leurs produits de décroissance n'ont pas subi de diffusion suite à la décroissance. Les résonances observées ne contiennent alors pas d'information sur les derniers stades de l'évolution d'une collision d'ions lourds ultra-relativistes. Un tel comportement peut ainsi être utilisé pour sonder les propriétés du système durant ses premiers instants.

2.5.1 Modification des propriétés des résonances

La reconstruction d'une résonance à partir de ses produits de décroissance permet d'accéder à ses propriétés dans le milieu où la réaction s'est produite. Cela permet de rechercher des éventuelles modifications de ces propriétés dans le milieu dense et chaud des collisions d'ions lourds ultra-relativistes. L'enjeu est ici de pouvoir réellement tester la QCD à partir de l'observation des hadrons dans ce milieu. Des phénomènes tels que par exemple la restauration partielle de la symétrie chirale pourraient modifier de manière significative la masse des hadrons. Il n'est déjà pas évident que l'état excité du $\Lambda(1520)$ puisse apparaître dans les conditions de température et de densité des collisions d'ions lourds. Des études ont été menées sur les propriétés du $\Lambda(1520)$ dans le milieu nucléaire froid ($T = 0$) [49]. Elles prédisent pour le $\Lambda(1520)$ un décalage de 100 MeV vers les masses inférieures et un élargissement de sa largeur de masse naturelle de 90 MeV. Ces résultats ne peuvent pas s'appliquer aux collisions d'ions lourds ultra-relativistes qui produisent des milieux de hautes températures. Néanmoins la découverte de modifications des propriétés des $\Lambda(1520)$ apporterait des contraintes importantes sur les modèles qui décrivent le milieu de leur décroissance.

Un certain nombre d'hypothèses ont déjà été élaborées pour expliquer le comportement du $\Lambda(1520)$ dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes. Le phénomène de diffusion des produits de décroissance devrait s'appliquer à toutes les résonances. Ainsi la suppression du signal de $\Lambda(1520)$ devrait par exemple s'accompagner par une suppression encore plus importante des K^*, dont le temps de vie est inférieur. Dans la mesure où cette dernière n'est pas observée, une alternative pourrait venir de l'augmentation de la largeur de masse des $\Lambda(1520)$ dans le milieu [50, 51]. Une largeur de 200 MeV par exemple réduirait le temps de vie moyen des $\Lambda(1520)$ à environ 0.98 fm/c. La plus grande partie de ces résonances décroîtrait alors dans le milieu, en donnant la possibilité de subir des diffusions à la majorité des produits de décroissance. L'élargissement du spectre en masse du $\Lambda(1520)$ pourrait de plus rendre fortement effectif le mélange de cet état avec celui du Σ^*. Ce phénomène pourrait ainsi constituer une autre voie de disparition du signal de $\Lambda(1520)$ par l'intermédiaire de la réaction :

$$\pi + \Lambda(1520) \rightarrow \quad \Sigma^* \quad \rightarrow \pi + \Lambda \tag{2.6}$$

2.5.2 Flot elliptique des résonances

Le caractère primordial du flot elliptique pourrait être vérifié grâce au flot des résonances, en particulier si celui-ci se révélait identique. La comparaison peut notamment être effectuée avec la mesure par STAR des flot elliptiques des particules chargées et des particules étranges K_s^0 et Λ pour les collisions de biais minimum à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Ces résultats sont rassemblés sur la figure 2.8 en fonction de l'impulsion transverse [52]. Ils sont notamment en accord avec une interprétation hydrodynamique du flot (lignes de la figure) jusqu'à une impulsion de 2 GeV/c et au delà avec des calculs de QCD perturbative. L'ajout des points des résonances aux impulsions inférieures à 2 GeV/c pourrait ainsi confirmer le comportement hydrodynamique des premières phases de la collision. Après 2 GeV/c la QCD perturbative prédit que le flot elliptique doit être différent pour les différentes particules à cause des degrés de liberté partoniques de la matière. Les valeurs des résonances pourraient également confirmer ceci, en excluant toute possibilité d'effet des dernières étapes de la collision.

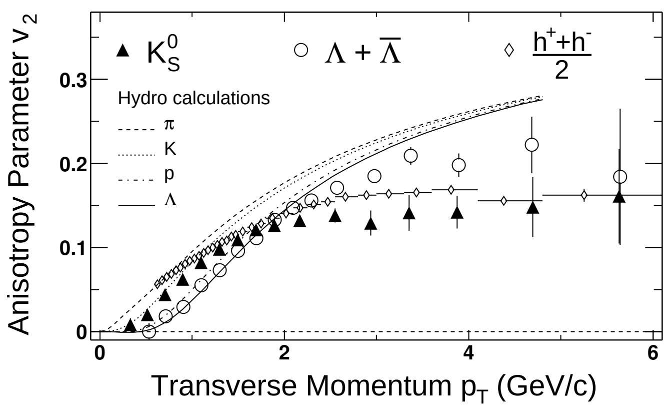

FIG. 2.8 – Flot elliptique (v_2) des particules chargés, des K_s^0 et des Λ dans les collisions Au+Au de biais minimum (0-80% de la section efficace) à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV en fonction de leur impulsion. Figure extraite de [52].

2.6 Conclusion

Nous avons vu que les résonances permettent d'étudier l'hadronisation du système et d'observer son caractère équilibré. Ce type d'observables pourrait confirmer la création en laboratoire du QGP en association avec les preuves directes de l'existence d'un milieu déconfiné. Les résonances tiennent un rôle spécial dans ce cadre. Elles décroissent en partie dans le système formé par les collisions d'ions lourds ultra-relativistes. Elles apportent ainsi une possibilité unique de sonder ce milieu et nous aident à compléter notre compréhension globale de l'évolution d'une collision d'ions lourds de haute énergie. En particulier, la mesure du $\Lambda(1520)$ peut contribuer à déterminer la température au *freeze-out* chimique et à calculer la durée entre les *freeze-out* chimique et thermique. La comparaison avec les modèles microscopiques donne de plus des informations sur la dynamique du système durant la phase hadronique. Dans la mesure où leurs propriétés au moment de la décroissance nous renseignent sur le milieu traversé, les résonances constituent également une sonde de la matière chaude. Enfin, le caractère précoce des comportements collectifs tels que le flot elliptique peut être confirmé grâce aux résonances.

résonance	$\rho(770)$	$\Delta(1232)$	$K^*(892)$	$\Sigma(1385)$	$\Lambda(1520)$	$\phi(1020)$
$c\tau$ [fm/c]	1.3	1.6	3.9	5.5	12.6	44.5

TAB. 2.1 – Temps de vie moyen de diverses résonances dont le $\Lambda(1520)$.

La suppression importante que montre le $\Lambda(1520)$ dans les données du SPS justifie déjà l'intérêt porté à cette particule. Quelle qu'en soit l'interprétation, l'investigation de cette suppression apportera sûrement des informations importantes sur le milieu produit par les collisions d'ions lourds ultra-relativistes. Dans le cadre de l'étude de la diffusion hadronique, le $\Lambda(1520)$ occupe une place de choix parmi les résonances qui décroissent à l'intérieur du milieu. À titre de comparaison, le temps de vie moyen de quelques résonances est donné dans le tableau 2.1. Le $c\tau$ de 12.6 fm du $\Lambda(1520)$ permet la libération d'une quantité significative de ses produits de décroissance durant toute la durée de vie du système. Il représente donc une sonde parfaite dans ce type d'application. La masse importante du $\Lambda(1520)$ constitue néanmoins une difficulté, tant les taux de production sont faibles. En contre-partie, cette masse élevée permet de compléter l'échantillon en masse invariante des particules grâce auxquelles nous étudions les phénomènes d'hadronisation. En dehors du charme ouvert, encore difficilement détectable, le $\Lambda(1520)$ est le deuxième hadron le plus massif observé, après le Ω. Enfin la largeur de masse du $\Lambda(1520)$ est relativement faible par rapport à celle de beaucoup d'autres résonances. Cette propriété apporte un avantage expérimental indéniable. Le pic de signal est en effet facilement dissociable du bruit de fond. Son analyse limite le plus possible les biais que pourrait apporter le fond combinatoire. L'influence de tels effets augmente en effet très rapidement avec la largeur de masse observée. Ils représentent déjà une difficulté majeure dans le cas du $\Sigma(1385)$ dont la largeur de masse est de l'ordre de 37 MeV.

L'observation des $\Lambda(1520)$ dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes constitue donc l'objectif de cette thèse. Elle a été effectuée grâce au dispositif expérimental de STAR et aux collisions d'ions lourds ultra-relativistes produites par le collisionneur RHIC à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Ces deux ensembles seront donc décrits dans les deux prochains chapitres. Les techniques expérimentales et leur application dans la mesure des taux de production des $\Lambda(1520)$ dans l'expérience STAR seront ensuite présentées, puis les différentes analyses et leurs résultats seront finalement discutés.

Chapitre 3

Le RHIC $\triangleright$ Relativistic Heavy Ion Collider

Le RHIC (pour Relativistic Heavy Ion Collider) est un collisionneur construit aux États-Unis sur le site du Brookhaven National Laboratory (BNL), Long Island. Son rôle est d'accélérer les ions jusqu'à des vitesses ultra-relativistes pour leur communiquer une énergie nominale de 100 GeV par nucléon. La collision entre deux ions permet d'atteindre sur les aires expérimentales une énergie par paire de nucléons de 100+100 GeV dans le centre de masse, soit $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Le RHIC prend ainsi la succession des accélérateurs précédents : l'Alternating Gradient Synchrotron (AGS) avec $\sqrt{s_{NN}} = 4.7$ GeV et le Super Proton Synchrotron (SPS) avec $\sqrt{s_{NN}} = 17.3$ GeV. Ces deux accélérateurs sont respectivement localisés sur le site du BNL et sur celui du Centre Européen pour la Recherche Nucléaire (CERN) près de Genève. Le RHIC fournira les faisceaux d'ions lourds les plus énergétiques jusqu'à ce que le LHC (pour Large Hadron Collider) en construction au CERN produise des collisions à $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$ TeV à l'horizon de 2007.

Les données analysées dans cette thèse proviennent des collisions p+p et Au+Au délivrées par le RHIC à une énergie de $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Aussi ce chapitre décrit son fonctionnement, de la production des ions jusqu'à leur collision. Un aperçu sera également donné sur les différentes expériences présentes sur les aires expérimentales du RHIC. La figure 3.1 schématise l'ensemble de ces installations.

3.1 Production et accélération des ions

Les ions accélérés par le RHIC proviennent d'une succession d'accélérateurs travaillant à des énergies de plus en plus grandes. Il existe deux voies d'injection, le Linac et le tandem Van de Graaf, le premier émettant des protons et le second des ions lourds. Ensuite les ions passent par le Booster puis l'AGS, pour finalement entrer dans l'étage d'accélération final que constitue l'anneau du RHIC. Les paragraphes suivants décrivent plus en détails ces différents appareils.

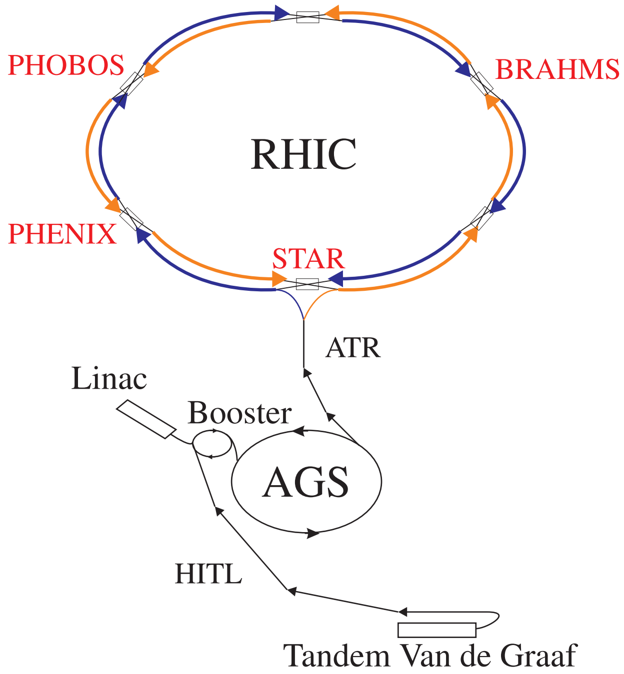

Fig. 3.1 – Le complexe du RHIC et les expériences étudiant les collisions d'ions lourds ultra-relativistes.

3.1.1 Le tandem Van de Graaf et la production des ions lourds

Le site du BNL possède deux accélérateurs Van de Graaf qui peuvent tous les deux servir de premier étage d'accélération pour le RHIC. Les ions lourds, et notamment ceux d'or, sont d'abord produits par une source d'ions à pulvérisation de césium. Dans cette source, un faisceau de césium positif bombarde une cible de l'élément à accélérer. Des atomes de cet élément sont ainsi arrachés. Ils peuvent ensuite acquérir un électron d'un atome neutre de césium, métal alcalin avec un électron sur sa couche extérieure. Les ions produits, de charge Q=-1, sont injectés dans l'accélérateur Van de Graaf et accélérés électrostatiquement une première fois jusqu'au potentiel maximum. Ils passent ensuite à travers un éplucheur d'ions, c'est-à-dire une mince feuille de carbone qui arrache aux noyaux accélérés une partie de leurs électrons. Les ions d'or acquièrent typiquement une charge Q=+12 en sortie de cet éplucheur. Grâce à cette charge positive, les noyaux sont ré-accélérés dans le sens opposé jusqu'au potentiel de la terre. Ils sont alors épluchés une deuxième fois pour sortir avec une charge Q=+31 pour l'or, et une énergie de 1 MeV par nucléon. Les noyaux sont alors dirigés jusqu'au Booster à travers la ligne HITL (pour Heavy Ion Transfert Line) de 900 mètres, également appelée TtB (Tandem to Booster).

3.1.2 Le Linac et la production des protons

Le Linac est un accélérateur linéaire de 16.4 mètres de long qui permet d'accélérer des protons jusqu'à 200 MeV. Les programmes expérimentaux des collaborations du RHIC incluent notamment la possibilité d'études sur le spin des particules. Pour cette raison, la source de protons employée lors de l'injection vers le RHIC est polarisée. Cette source utilise le transfert de spin lors de la collision entre le proton d'un atome d'hydrogène et des atomes de césium, dont le spin est aligné par un système combinant champ magnétique et laser. Lors de la première campagne de collisions p+p, la polarisation était de l'ordre de 25% à l'arrivée des protons sur les aires expérimentales. Cette polarisation n'influe cependant pas sur les taux de production de particules des collisions p+p qui seront déterminés dans cette thèse.

3.1.3 Le Booster et l'AGS

Le booster est un synchrotron compact de 201.78 mètres de circonférence qui reçoit les protons venant du Linac et les ions lourds venant du tandem Van de Graaf. Son rôle est notamment d'augmenter l'énergie des ions lourds jusqu'à 72 MeV par nucléon et de compléter ainsi leur épluchage avant l'entrée dans l'AGS. L'énergie en sortie du tandem est en effet insuffisante pour permettre d'éplucher totalement les noyaux. Les interactions entre le champ d'électrons des noyaux lourds et les molécules de gaz subsistant dans le tube de l'AGS diminuent fortement leur temps de survie. Ainsi, sans le Booster, l'AGS ne peut accélérer que des ions jusqu'au silicium S^{+14}. Le Booster, grâce à son vide secondaire supérieur, permet d'accélérer les ions lourds et de les débarrasser de la plupart des électrons restants. Les ions d'or acquièrent une charge de Q=+77 en sortie de l'éplucheur succédant au Booster.

L'AGS prend le relais avec des noyaux presque totalement épluchés. Il est composé de 240 aimants qui permettent de dévier et de focaliser le faisceau. L'accélération est obtenue grâce à des stations radio-fréquence. En sortie de l'AGS, les noyaux destinés à rejoindre l'anneau du RHIC ont une énergie de 10 GeV par nucléon. Ils sont épluchés une dernière fois pour atteindre une charge de Q=+79 pour les noyaux d'or.

3.1.4 Le RHIC

L'anneau du RHIC est constitué d'un tunnel à peu près circulaire de 3.8 kilomètres de circonférence et enterré à 3.7 mètres de profondeur. Il renferme deux tubes côte à côte qui permettent la circulation du faisceau dans les deux sens. Chaque tube est constitué d'une succession de 870 tronçons contenant le tuyau sous vide où passe le faisceau, un aimant supra-conducteur fonctionnant à 4.5 kelvins et le système de refroidissement assurant la circulation de l'hélium liquide. L'accélération utilise le principe du synchrotron. L'établissement du faisceau à sa puissance nominale se fait en plusieurs étapes. Les ions sont d'abord injectés en provenance de la ligne ATR (AGS To RHIC) sous la forme de paquets. Un système d'aimants permet de choisir dans quel sens le paquet est injecté en bout de la ligne ATR. La couleur bleue est traditionnellement attribuée au sens horaire alors que le sens anti-horaire est jaune. L'anneau du RHIC est rempli sur toute sa circonférence lorsqu'un maximum de 56 paquets circule dans chaque sens. La phase d'accélération utilise ensuite le principe du synchrotron et dure environ une demi-heure. Les collisions sont finalement possibles aux croisements des faisceaux à six endroits différents, symbolisés par un petit rectangle sur la figure 3.1.

3.1.5 Performances du RHIC pour différents systèmes accélérables

Le RHIC permet d'accélérer un grand nombre de systèmes différents. Outre les collisions Au+Au $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, il permet l'observation des collisions p+p ou d+Au qui peuvent nous servir de références à cette énergie. Il permet également de produire des collisions à plus faibles énergies comme par exemple à $\sqrt{s_{NN}} = 63$ GeV, énergie intermédiaire entre le SPS et celle maximale du RHIC. Les luminosités théoriques sont de $2 \times 10^{26} cm^{-2} s^{-1}$ pour les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV et de $2 \times 10^{32} cm^{-2} s^{-1}$ pour les collisions p+p. Les protons du RHIC sont de plus polarisés avec, à terme, une polarisation qui devrait atteindre 70%. Cette polarisation permet l'établissement d'un programme d'étude du spin du nucléon. Une vue d'ensemble des différents systèmes accélérables, des énergies, des luminosités et des temps de vie des faisceaux est proposée sur la figure 3.2.

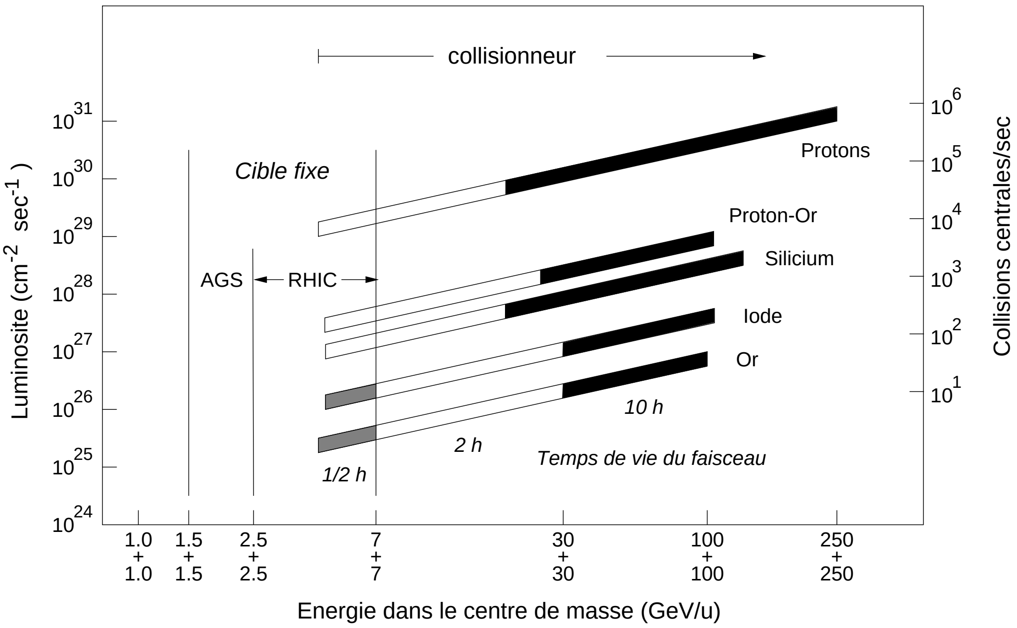

Fig. 3.2 – Performances du RHIC en termes de systèmes accélérables, luminosités et temps de vie du faisceau

3.2 Les différents sites expérimentaux du RHIC

Les quatre expériences exploitant les collisions d'ions lourds ultra-relativistes sont indiquées sur la figure 3.1. Les paragraphes suivants donnent de plus amples informations sur ces quatre expériences et sur leur dispositif expérimental.

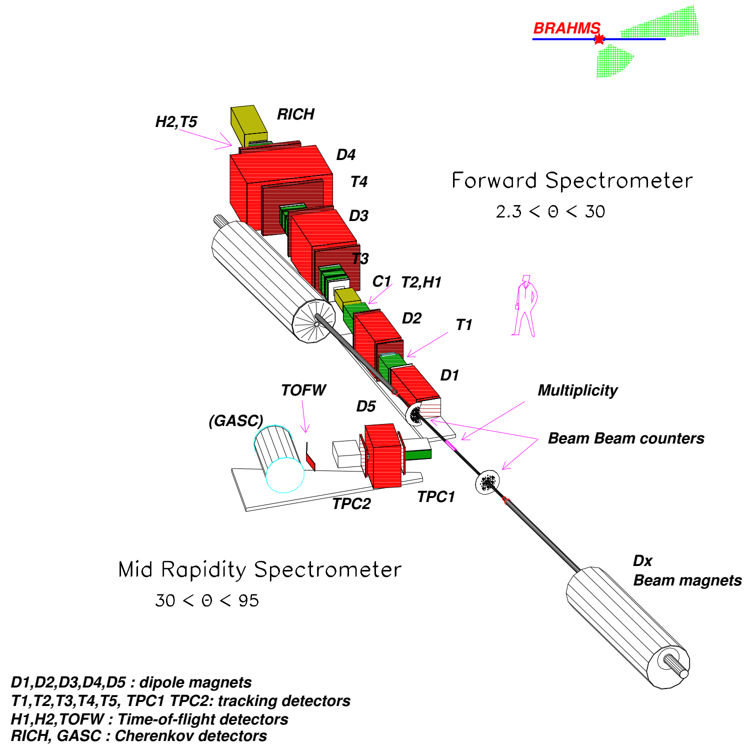

FIG. 3.3 – Dispositif expérimental de BRAHMS

3.2.1 BRAHMS

BRAHMS (pour BRoad RAnge Hadron Magnetic Spectrometers) a pour but de mesurer de manière systématique la production de particules par les collisions du RHIC et pour tout paramètre d'impact. Pour cela, elle utilise le dispositif expérimental décrit sur la figure 3.3. Deux spectromètres magnétiques de hautes résolutions sont employés. Malgré leurs petits angles solides, ils peuvent être disposés suivant des angles variables dans le plan horizontal. En combinant ces deux spectromètres, la couverture en pseudo-rapidité est alors $0 < \eta < 4$ (ouverture angulaire de 2 à 90 degrés). La couverture en impulsion transverse est également importante. L'identification des particules est permise grâce à la combinaison des détecteurs de temps de vol et des détecteurs Cerenkov. La détermination des impulsions et la trajectographie sont assurées par les chambres à projection temporelle (TPC) associées aux différents aimants.

3.2.2 PHOBOS

Les objectifs de PHOBOS sont de mesurer les spectres des particules identifiées et les corrélations entre particules. La caractérisation des collisions est également effectuée à partir d'un détecteur de multiplicité. Les particules chargées sont mesurées et identifiées dans le domaine de rapidité $0 < y < 1.5$ et l'intervalle en P_T de $15 < P_T < 600\,MeV/c$ pour les pions et $45 < P_T < 1200\,MeV/c$ pour les protons. L'expérience permet d'étudier les rapports de particules, les spectres en impulsion transverse, la

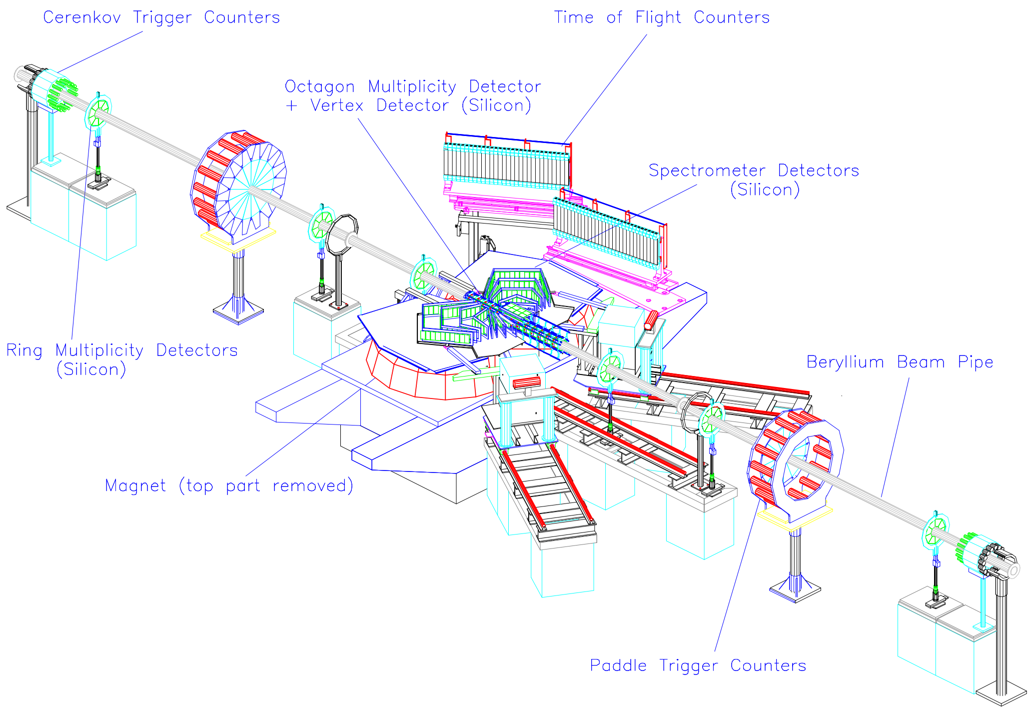

FIG. 3.4 – Dispositif expérimental de PHOBOS

production d'étrangeté et les corrélations entre particules.

Le dispositif expérimental est illustré sur la figure 3.4. La partie supérieure de l'aimant, qui produit un champ uniforme de 2 tesla, a été enlevée pour laisser apparaître les détecteurs près du point d'interaction. Les deux spectromètres magnétiques ainsi dévoilés sont composés chacun de 5 couches de silicium à pixels et de 6 couches de silicium à pistes. Ils permettent la trajectographie et les mesures d'impulsion.

3.2.3 PHENIX

PHENIX (pour Pioneering High Energy Nuclear Interaction eXperiment) est une expérience orientée vers la mesure des paires de leptons (di-électrons et di-muons), des photons et des hadrons. Elle est sensible aux processus de faibles sections efficaces tels que la production de J/ψ ou la production de particules à hautes impulsions transverses. L'expérience permet de plus un taux de déclenchement élevé pour les différents types de collisions.

La figure 3.5 représente le dispositif expérimental de PHENIX. L'aimant central induit un champ magnétique dont l'axe est parallèle à celui du faisceau. Les chambres de trajectographie et les détecteurs utilisés pour l'identification des électrons, muons, photons et hadrons sont installés en dehors du champ magnétique. L'installation comporte deux bras à mi-rapidité ayant chacun une acceptance de 1 stéradian pour la mesure des di-électrons. Les photons et hadrons peuvent également y être mesurés avec des acceptances respectives de 2 et 0.36 stéradian. Ces bras sont équipés d'un détecteur à anneau Cerenkov (RICH), d'une chambre à projection temporelle (TPC)

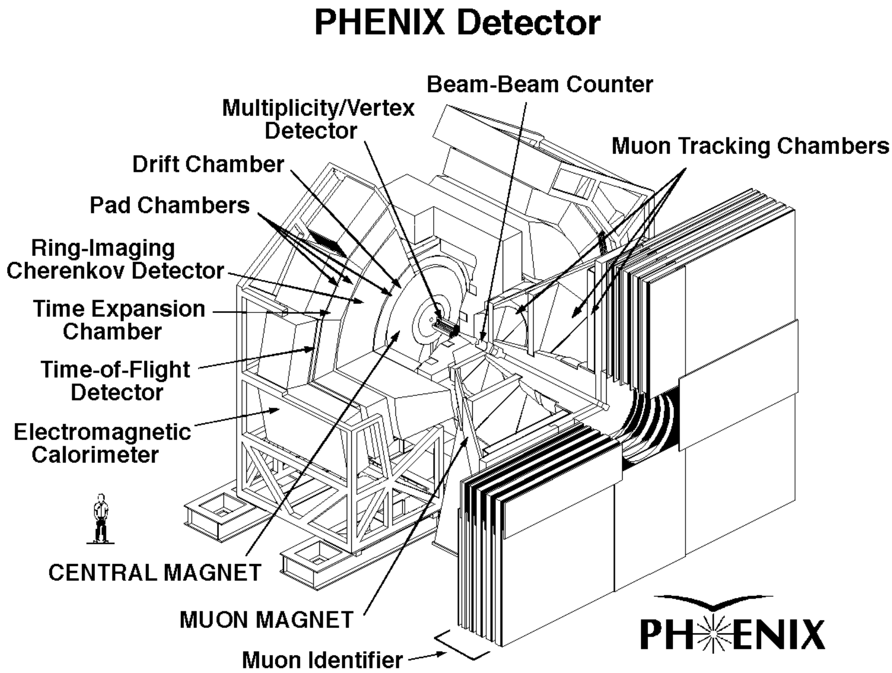

FIG. 3.5 – Dispositif expérimental de PHENIX

pour les mesures de perte d'énergie, d'un détecteur à temps de vol (TOF) et d'un calorimètre électromagnétique. Des spectromètres à muons sont placés à rapidité élevée de chaque coté du dispositif. Ces bras dimuons sont placés dans un champ magnétique transversal à l'axe du faisceau. Enfin un détecteur de vertex au silicium et deux compteurs de faisceau en coïncidence sont placés autour du point d'interaction. Le détecteur de vertex couvre une région en pseudo-rapidité de $|\eta|<2.7$.

Les objectifs expérimentaux de PHENIX comprennent notamment la mesure des J/ψ, ψ' et Υ. Les taux de production de ces particules renseigneront sur les possibles phénomènes d'écrantage des paires $c\bar{c}$ dans un plasma de quarks et de gluons, ou bien de dissociation dans un milieu nucléaire chaud. La mesure du charme ouvert $(D,\bar{D})$ complétera ces mesures sur le charmonium. La mesure du meson ϕ peut également être faite dans les deux canaux hadronique et leptonique. Elle peut indiquer des éventuels changements en masse et largeur et une modification des taux d'embranchement. La production de photons directs sera également déterminée grâce aux calorimètres électromagnétiques. Elle permettra peut-être d'observer la radiation de photons par une phase de PQG. Enfin PHENIX peut également étudier des observables telles que l'impulsion transverse moyenne des hadrons ou l'étrangeté dans le système.

3.2.4 STAR

C'est au sein de la collaboration de l'expérience STAR que le travail de cette thèse a été effectué. Le prochain chapitre sera donc consacré au dispositif expérimental de STAR qui a servi à cette analyse. La particularité de STAR est la possibilité unique sur le site du RHIC d'enregistrer simultanément un grand nombre d'observables. Son dispositif expérimental permet notamment de détecter la plupart des particules chargées émises par une collision sur une large fenêtre en pseudo-rapidité ($|\eta| < 4$) et avec une couverture azimutale complète ($\Delta\phi = 2\pi$). Elle permet ainsi d'étudier les collisions à travers l'analyse des taux de production et spectres en impulsion des pions, kaons, protons, particules étranges ou même charmées et des résonances. La mesure du flot des différentes particules et les corrélations entre particules identiques ou non sont également possibles. Tout ceci est permis grâce au détecteur central qui est constitué par la plus grande chambre à projection temporelle actuellement construite.

Chapitre 4

STAR $\triangleright$ Solenoidal Tracker at RHIC

L'objectif premier de STAR est la recherche des signatures d'une phase de plasma de quarks et de gluons. Plus généralement, l'expérience a pour mission d'étudier les collisions d'ions lourds ultra-relativistes à partir du plus grand nombre possible d'observables. Pour cela, elle dispose de détecteurs qui mesurent de manière globale la multiplicité des particules émises suivant leur pseudo-rapidité. Ces détecteurs rapides peuvent en premier lieu servir de système de déclenchement, dans la mesure où ils permettent de décider si une collision a bien eu lieu durant un croisement de faisceaux et si elle satisfait les critères pour que les traces détectées soient enregistrées en tant qu'événement. Ils sont également les instruments ad hoc pour déterminer la centralité d'une collision. STAR est de plus dotée de systèmes de trajectographie dont le but est de mesurer la trajectoire et d'identifier la plupart des particules issues de la collision de deux ions lourds ultra-relativistes. Le principal détecteur de STAR de ce type est une chambre à projection temporelle qui détecte les trajectoires des particules chargées. C'est grâce aux traces de particules détectées dans la TPC (pour Time Projection Chamber) que le signal de $\Lambda(1520)$ présenté dans cette thèse a été mesuré. Elle sera donc décrite en détail dans ce chapitre, avec l'ensemble des méthodes employées pour identifier les particules et calculer leurs trajectoire et impulsion. L'ensemble de ces détecteurs entourent le point d'interaction, qui est défini comme le centre du dispositif expérimental où les collisions doivent avoir lieu. Celles-ci se dispersent en fait autour de ce point le long de l'axe du faisceau, généralement nommé $\vec{z}$. Ce chapitre décrit les traitements qui permettent d'obtenir d'une part un ensemble de traces à la disposition des études physiques ultérieures et d'autre part la localisation réelle du vertex primaire, c'est-à-dire le point où a eu lieu la collision.

4.1 Les Détecteurs de déclenchement

4.1.1 Les ZDC

Les ZDC (pour Zero Degree Calorimeter) sont des calorimètres hadroniques placés sur l'axe $\vec{z}$ du faisceau, de chaque côté du point d'interaction. Ils sont destinés à détecter l'émission de neutrons de fragmentation par les deux noyaux subissant la collision. Du fait de leur importance, en tant que dispositif de déclenchement minimal et de moyen unique pour caractériser la centralité de la collision, ces ZDC sont com-

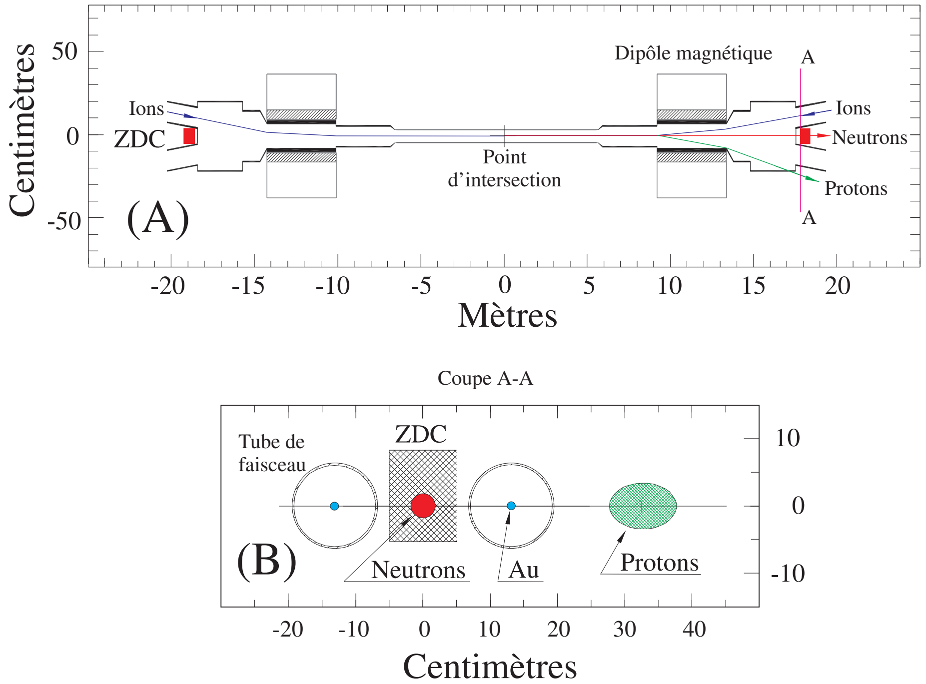

FIG. 4.1 – A) Emplacements des ZDC – B) zones de croisement des neutrons et ions chargés avec le plan des ZDC.

muns aux dispositifs expérimentaux des quatre collaborations observant les collisions d'ions lourds ultra-relativistes. Ils sont intégrés au système permettant aux paquets d'ions lourds circulant en sens opposés de se croiser sur les aires expérimentales. Ce système est décrit sur la figure 4.1 qui précise l'emplacement des ZDC. La partie (A) de la figure montre l'ensemble du dispositif dans le plan horizontal. Pour une meilleure illustration, l'échelle sur l'axe du faisceau est en mètres alors que celle perpendiculaire à cet axe est en centimètres. Les ions arrivent d'abord par les deux tubes séparés du RHIC qui se rejoignent à 18 mètres de chaque côté du point d'interaction. Un dipôle magnétique permet alors de courber les trajectoires et de passer les deux faisceaux dans un seul et même tube. C'est dans ce tube central que les collisions ont lieu, près du point d'intersection. Les ions lourds n'ayant pas subi d'interaction repartent dans leur tube respectif après être passés dans le second dipôle, dont le champ magnétique est opposé au premier. Les ZDC exploitent ce système pour capter uniquement les neutrons émis sur l'axe du faisceau. En effet, en plus de diriger les ions lourds entre les tubes du RHIC et le tube central, les aimants dipolaires dévient les particules chargées en provenance des collisions. La figure 4.1 (B) représente les zones de passage des particules incidentes dans le plan des ZDC, à 18 mètres du point d'interaction. Ainsi, grâce aux aimants dipolaires, seuls les neutrons issus de l'évaporation restent sur l'axe du faisceau (ils ne divergent pas plus de 2 milliradians) et sont détectés par les calorimètres (ZDC).

A cause des contraintes d'espace imposées aux ZDC, ils ont une surface d'exposition maximale de 10×13.6 cm et une profondeur de 23.2 cm. Le dispositif employé est un empilement de plaques de tungstène et de plaques de plastique utilisé dans les fibres optiques. Les neutrons incidents induisent des gerbes hadroniques dans le tungstène qui, à leur tour, induisent la production de lumière Cerenkov dans les plaques en plastique. L'ensemble des plaques est incliné à 45° pour permettre la transmission de la lumière Cerenkov vers l'extérieur du calorimètre. Celle-ci est guidée par l'intermédiaire de fibres optiques (de la même matière que les plaques) vers un photomultiplicateur. Le dispositif est assez sensible pour détecter un seul neutron à 100 GeV venant d'une collision très périphérique. En tant que dispositif de déclenchement, les ZDC sont également extrêmement rapides avec une résolution temporelle inférieure ou égale à 150 picosecondes. Ils permettent ainsi de déterminer la position du vertex primaire à 3 centimètres près lorsque des neutrons arrivent en coïncidence de part et d'autre du point d'interaction. Plus de détails sur les ZDC du RHIC sont donnés dans [53].

4.1.2 Le CTB

Le CTB (pour Central Trigger Barrel) est un détecteur composé de 240 lattes de scintillateur plastique organisées en quatre bandes cylindriques, couvrant chacune 1/2 unité de pseudo-rapidité. Chaque latte de 1 mètre de long pour 20 centimètres de large et 1 centimètre d'épaisseur est couplée à un photomultiplicateur. Le CTB entoure le point d'interaction et couvre la TPC sur ses quatre mètres de longueur avec une fenêtre totale en pseudo-rapidité de $|\eta| < 1$. Son signal est proportionnel au nombre de particules chargées qui ont traversé ses lattes durant le temps de croisement en sens inverse de deux paquets d'ions lourds (ce temps est défini par la fréquence synchrotron du RHIC). Il donne donc une mesure de la multiplicité d'un éventuel événement. Les informations données par le CTB sont complémentaires à celles fournies par les ZDC. Aussi leurs deux valeurs peuvent être associées pour définir la centralité d'un événement et choisir de déclencher uniquement l'enregistrement d'un domaine de centralité donnée.

4.1.3 Les BBC

Un BBC (pour Beam Beam Counter) regroupe un ensemble de pièces hexagonales de scintillateur qui entourent le tube du faisceau. Le centre du détecteur est constitué de 18 hexagones inscrits dans un cercle de 9.64 cm de diamètre. Un seconde couche de scintillateurs entoure la première avec 18 hexagones de taille supérieure. Les deux BBC de STAR sont placés autour du tube du faisceau à 3.5 mètres de chaque coté du point d'interaction, juste après les extrémités de l'aimant. Ils détectent le passage en coïncidence des particules chargées dont la pseudo-rapidité est comprise dans l'intervalle $3.3 < |\eta| < 5.0$. Ces coïncidences ont été utilisées pour définir le déclenchement de biais minimum des collisions p+p dans STAR. L'information en temps lors du déclenchement est alors fournie par les 18 hexagones au centre des BBC.

4.1.4 Les autres détecteurs de déclenchement

D'autres détecteurs rapides sont inclus dans le dispositif expérimental de STAR et ont été intégrés au système de déclenchement. Des chambres proportionnelles multi-fils (MWPC pour Multi Wire Proportional Chambers) sont placées aux extrémités de la TPC. Elles font partie intégrante de ce détecteur et à ce titre leur fonctionnement sera détaillé dans la partie consacrée à celle-ci. En dehors de leur utilisation dans la TPC, ces MWPC peuvent également être utilisées comme des chambres proportionnelles classiques. Elles détectent rapidement le passage de particules chargées dans les domaines de pseudo-rapidité $-2 < \eta < -1$ et $1 < \eta < 2$. Une petite partie d'un futur tonneau de calorimètre électromagnétique a également été installée et inclue dans le système de déclenchement lors des premières prises de données à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Sa couverture angulaire de $0 < \eta < 0.2$ et $\delta\phi \sim 0.2$ a permis d'obtenir des informations sur la production d'électrons et de photons dans cet angle solide.

4.2 Les dispositifs de trajectographie et d'identification

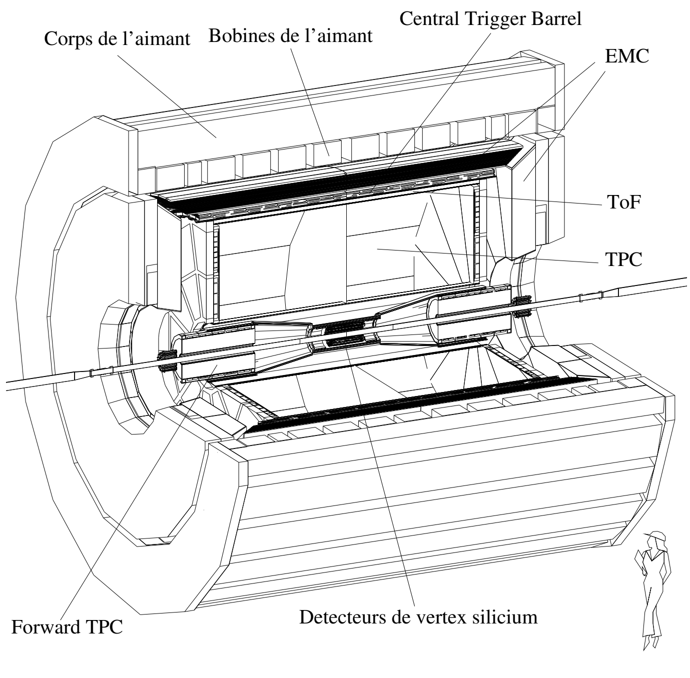

Fig. 4.2 – Principaux éléments au centre du dispositif expérimental de STAR.

4.2.1 Courbure des trajectoires par un aimant

Les trajectographes de STAR baignent dans un champ magnétique uniforme dont l'axe coïncide avec l'axe $\vec{z}$ du faisceau. Ce champ magnétique permet la mesure de la norme des impulsions des particules chargées. Il courbe en effet leur trajectoire dans le plan transverse avec un rayon de courbure R dépendant de l'impulsion transverse p_T de la particule, de sa charge z et de la valeur du champ magnétique B : $R = p_T/zeB$.

En général, l'impulsion des particules a une composante non nulle suivant l'axe $\vec{z}$. Cette composante est constante car non influencée par le champ magnétique. Le déplacement des particules se fait donc à une vitesse constante sur cet axe, en plus du mouvement transverse circulaire. La forme générale du mouvement d'une particule chargée est donc hélicoïdale en première approximation. L'impulsion p d'une particule peut alors s'estimer en GeV/c par l'équation 4.1. Dans cette équation, l'angle λ est défini comme l'angle constant que fait la trajectoire de la particule avec le plan transverse, z s'exprime en unité de charge, B en tesla et R en mètre. Le facteur 0.3 est une approximation de la vitesse de la lumière dans le vide en m/ns.

$$p \cos \lambda \;=\; 0.3zBR \tag{4.1}$$

Le champ magnétique est produit par un aimant [54] visible sur la figure 4.2. Son noyau enveloppe la plus grande partie du dispositif expérimental de STAR par un ensemble de 30 barres d'acier de section trapezoïdale. Trois pièces circulaires du même matériau ferment la zone de champ magnétique uniforme à chaque extrémité. Le bobinage principal s'enroule juste en dessous du corps de l'aimant. Il est constitué de conducteurs en aluminium de section rectangulaire, isolés par de la fibre de verre imprégnée d'epoxy. Les conducteurs contiennent un trou central laissant circuler un flot continu d'eau. Cette circulation permet le refroidissement de l'aimant dont la température est stabilisée à 29°C. L'ensemble des trajectographes à l'intérieur de l'aimant doivent être non magnétiques pour ne pas perturber les lignes de champ. Les prises de données à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV pour les collisions p+p et Au+Au ont été réalisées avec des valeurs nominales du champ magnétique de 0.5 et -0.5 tesla.

4.2.2 Détection dans la Chambre à Projection Temporelle

La TPC [55] (pour Time Projection Chamber) est le principal détecteur de trajectoires de STAR. Elle se présente sur la figure 4.3 comme un cylindre de 4.2 mètres de longueur dont le volume est délimité par deux membranes cylindriques, une interne et une externe de respectivement 1 et 4 mètres de diamètre. Ce volume est séparé en son milieu par un disque central et terminé par deux extrémités contenant les dispositifs de lecture. Il est uniquement rempli par un gaz appelé P10, composé à 10% de méthane et 90% d'argon. La pression du gaz y est maintenue à la pression atmosphérique plus une légère surpression de 2 millibars. La TPC n'a donc pas besoin d'être complètement étanche et peut être construite avec des matériaux légers, ne modifiant pas ou peu la trajectoire des particules la traversant. La légère surpression permet d'éviter la contamination de l'air ambiant. La TPC détecte la trajectoire des particules chargées grâce à l'ionisation qu'entraîne leur passage dans le P10. Les électrons produits lors de l'ionisation vont permettre de déterminer la trajectoire et la perte d'énergie des particules dans ce gaz.

Dérive des électrons primaires

L'enceinte de la TPC peut être vue comme deux chambres à dérive accolées, où les électrons primaires migrent vers les extrémités. Le disque central est une fine membrane en capton aluminé qui sépare la TPC en deux parties, est et ouest (car c'est effectivement l'orientation de la TPC). Cette membrane de 70 μm d'épaisseur est

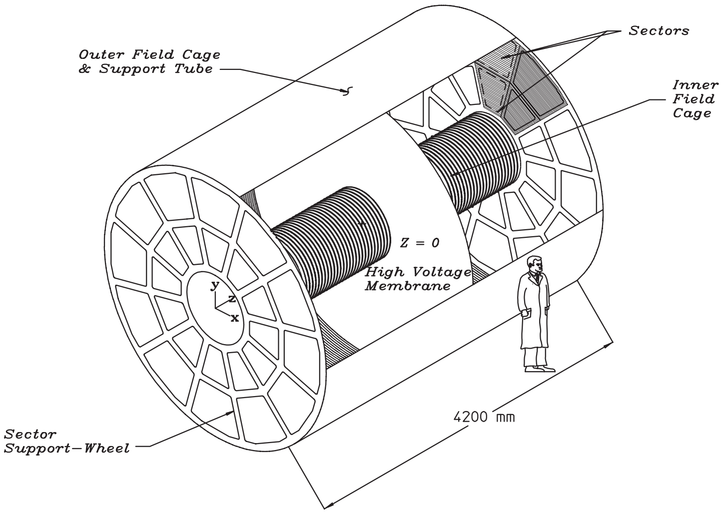

FIG. 4.3 – Vue schématique de la TPC.

portée à un potentiel d'environ 28 kV, alors que les extrémités de la TPC restent au potentiel de la masse. Une série d'anneaux conducteurs de 10 mm de large et espacés de 1.5 mm sont de plus placés sur les membranes interne et externe sur toute leur longueur. Ils sont reliés entre eux en série par des résistances de 2 $M\Omega$ et forment ainsi une cage électrique enveloppant la TPC. La membrane centrale est fixée à l'anneau central de la membrane externe et est connectée électriquement à celui de la membrane interne. De cette façon, un champ électrique uniforme est créé à partir de la membrane centrale vers les extrémités. Il est délimité par les deux grilles électriques interne et externe. Une valeur constante constante d'environ 135 V/cm permet ainsi la migration des électrons dans chaque moitié de la TPC vers l'extrémité correspondante.

Détection des électrons primaires dans les secteurs de la TPC

La détection des électrons primaires est ensuite assurée aux extrémités de la TPC par des chambres proportionnelles multi-fils. Ces MWPC (pour Multi Wire Proportional Chambers) sont organisées en 12 modules identiques, disposés sur une roue en aluminium comme les 12 secteurs du cadran d'une pendule. Un module, ou secteur, est représenté en coupe sur la figure 4.4. Au dessus de chaque module sont tendus en parallèle trois plans de fils faisant face au volume de la TPC. Les électrons traversent successivement ces plans au terme de leur migration. Les noms anglophones seront conservés par la suite pour nommer ces plans de fils, de manière à garder la terminologie communément admise. Le premier plan de fils traversé, appelé la *gated grid*, est une porte laissant passer ou non les électrons primaires. En effet la migration des électrons sur une moitié de la TPC dure au maximum 37 μs et laisse le temps nécessaire au système de déclenchement d'accepter ou de rejeter l'événement. Ainsi lorsqu'une collision satisfait les critères du système de déclenchement, la *gated grid*

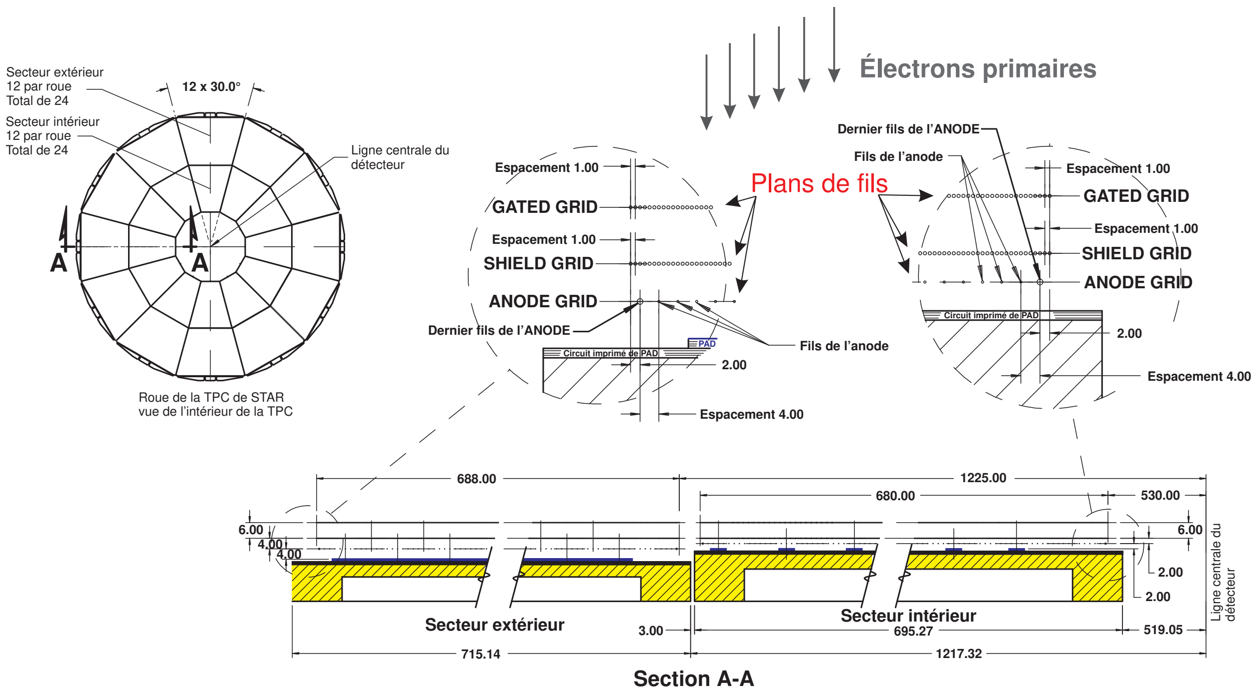

FIG. 4.4 – Vue en coupe d'un secteur de la TPC et emplacement des plans de fils.

laisse passer les électrons car son potentiel est fixé à celui de la cage électrique à cet endroit, typiquement 110 V. Dans le cas contraire, la tension sur cette grille alterne de $\pm 75V$ de sa valeur nominale et bloque les électrons, empêchant la lecture du bruit dans la TPC. Le second plan de fils traversé, la *shield grid*, et le troisième plan, l'*anode grid*, constituent à proprement parler la chambre proportionnelle multi-fils. Un potentiel d'environ 1200 V est appliqué à la *shield grid* (cathode) alors que l'*anode grid* reste à la masse. Les électrons qui traversent la *shield grid* subissent alors une forte accélération vers l'anode, suivie d'un phénomène d'avalanche d'ionisation. Le nombre d'électrons est ainsi multiplié par un facteur de 1000 à 3000 entre ces deux plans de fils. Ce sont alors principalement des électrons secondaires, créés par l'avalanche, qui arrivent sur l'anode. La collecte de ce signal est ensuite assurée par lecture capacitive sur des cellules élémentaires de détection, appelée *pads*, disposées à la surface du circuit imprimé placé juste après l'*anode grid*. La disposition de ces *pads* est visible sur la figure 4.5 où ils sont organisés en colonnes verticales, parallèlement aux fils de la chambre proportionnelle.

Mesure des coordonnées transverses et de la perte d'énergie

Les fils de la MWPC et les colonnes de *pads* sont ainsi placés perpendiculairement au rayon de la TPC. Cette orientation des fils, la distance les séparant, ainsi que le positionnement des cellules élémentaires sur les secteurs, ont été définis de manière à optimiser la détection des traces dans la TPC. Lors de la collecte des électrons secondaires, la position des charges incidentes dans le plan local $(\vec{x},\vec{y})$ du secteur est calculée à partir du signal des *pads* adjacents d'une même colonne. L'emplacement

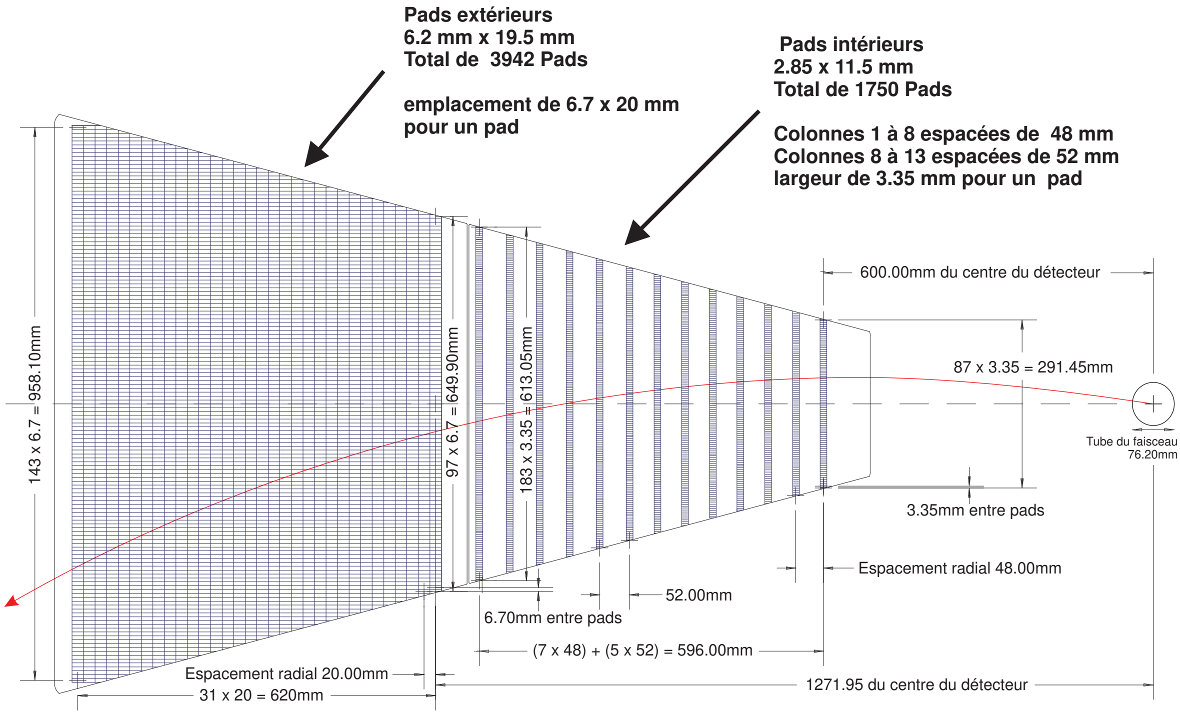

Fig. 4.5 – Schéma d'un secteur de la TPC et disposition des *pads*. Toutes les cotes sont en minimètres.

de la colonne détermine la première coordonnée et la seconde coordonnée est calculée à partir du *pad* où le signal est le plus important et de ses deux *pads* voisins. La distribution du signal est ajustée par une fonction gaussienne centrée sur ces trois *pads*. Cette configuration permet une meilleure précision dans l'axe des colonnes de *pads*. La résolution dans l'autre sens, entre les colonnes de *pads*, est limitée par l'écartement entre fils de l'anode. Le trajet typique d'une trace, partant du point d'interaction vers l'extérieur de la TPC, est représenté sur la figure 4.5. La résolution de la TPC est donc visiblement optimisée dans la direction perpendiculaire à cette trajectoire et permet une meilleure mesure du rayon de courbure des traces. Cela améliore ainsi la détermination de l'impulsion transverse, notamment dans les cas où les trajectoires des traces tendent à être rectilignes à cause de leur forte impulsion.

Un module de la TPC est en fait divisé en deux sous-secteurs interne et externe. La différence entre ces deux parties se distingue dans la disposition et la taille des pads sur la surface du secteur, visible sur la figure 4.5. L'écartement entre la *shield grid* et l'*anode grid* et entre l'*anode grid* et les *pads* sont également plus faibles dans le cas du sous-secteur interne (figure 4.4). Tout en contribuant globalement aux deux tâches, ces deux parties d'un secteur se spécialisent séparément dans la détection de la trajectoire d'une particule et dans la mesure de sa perte d'énergie.

Avec ses *pads* plus petits, le sous-secteur interne permet de mesurer plus précisément la position des charges, notamment sur l'axe perpendiculaire au rayon de la TPC. Dans la mesure où la densité de traces est plus importante vers le point d'interaction, cette disposition permet d'optimiser la résolution à deux traces du détecteur.

Un autre avantage est l'amélioration de la détection de particules ayant une impulsion transverse faible qui ont donc un rayon de courbure important. En contre-partie, les colonnes de *pads* internes sont espacées pour limiter le nombre de *pads* et donc de voies de lecture devant être intégrées sur le circuit imprimé.

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 sur les *pads* traversés par une trace constitue donc une mesure de sa perte d'énergie. Les colonnes de *pads* d'un sous-secteur interne sont néanmoins espacées et ne sont pas sensibles aux charges arrivant sur une grande partie de sa surface. Ainsi l'erreur sur la mesure de la perte d'énergie est importante pour le sous-secteur interne. Le sous-secteur externe permet alors de corriger ce défaut. En effet les *pads* de cette partie couvrent toute sa surface et collectent toutes les charges. La qualité de la mesure de la perte d'énergie provient donc principalement du sous-secteur externe. La trajectographie est aussi globalement améliorée par le sous-secteur externe (la résolution à deux traces n'y est pas privilégiée comme pour le sous-secteur interne) grâce aux anti-corrélations des erreurs qui existent entre les colonnes de *pads*.

Calcul de la coordonnée selon l'axe $\vec{z}$

Les secteurs de la TPC donnent les coordonnées des charges uniquement dans le plan transverse. Pour obtenir la troisième coordonnée des points mesurés, les secteurs sont lus à intervalles de temps réguliers. Les électrons primaires arrivant au fur et à mesure aux MWPC représentent l'ionisation qui a eu lieu de plus en plus loin dans le volume de la TPC, et jusqu'à la membrane centrale. À partir du moment où les *gated grid* ont été ouvertes par le système de déclenchement, la lecture des secteurs à chaque intervalle de temps représente donc l'ionisation sur une petite tranche du volume de la TPC. Chaque tranche se projette successivement sur les secteurs avec une vitesse égale à la vitesse de dérive (d'où le nom de chambre à projection temporelle). Le nombre d'intervalles de temps durant l'enregistrement d'un événement (512) multiplié par le nombre de voies de lecture sur les secteurs (24×5692) représente ainsi le nombre de pixels à trois dimensions de la TPC (environ 70.10^6). La discrétisation du temps a été faite en fonction de la dispersion temporelle d'arrivée des charges partant d'un point de la TPC. Celle-ci est maximale et vaut environ 320 ns pour des charges traversant toute la longueur de dérive. La fréquence d'échantillonnage de l'électronique de lecture (9.4 MHz) et le temps de mise en forme du signal par les pré-amplificateurs connectés à chaque pads (180 ns) ont été déterminés en conséquence. Le calcul de la coordonnée des points d'une tranche de TPC selon l'axe $\vec{z}$ du faisceau est effectué en divisant la différence de temps d'arrivée entre cette tranche et la dernière tranche par la vitesse de dérive des électrons primaires. Cette vitesse, de l'ordre de 5.45 $cm/\mu s$, doit être très précisément mesurée au début d'une prise de données et au moins une fois toutes les deux-trois heures. Celle-ci varie en effet en fonction des conditions de pression et de température. Pour effectuer cette mesure, des lasers [56] émettent en direction de petites cibles en aluminium, collées à la membrane centrale. Des électrons sont alors arrachés des cibles et vont dériver dans le P10 sur toute la longueur de la chambre à dérive. Cette longueur divisée par le temps d'arrivée de ces électrons donne avec précision la vitesse de dérive.

La résolution en position des points de la TPC est finalement représentée sur la figure 4.6. Elle est séparée suivant différentes valeurs du champs magnétique, selon les secteurs internes et externes et si la dérive des électrons secondaires a été longue ou courte.

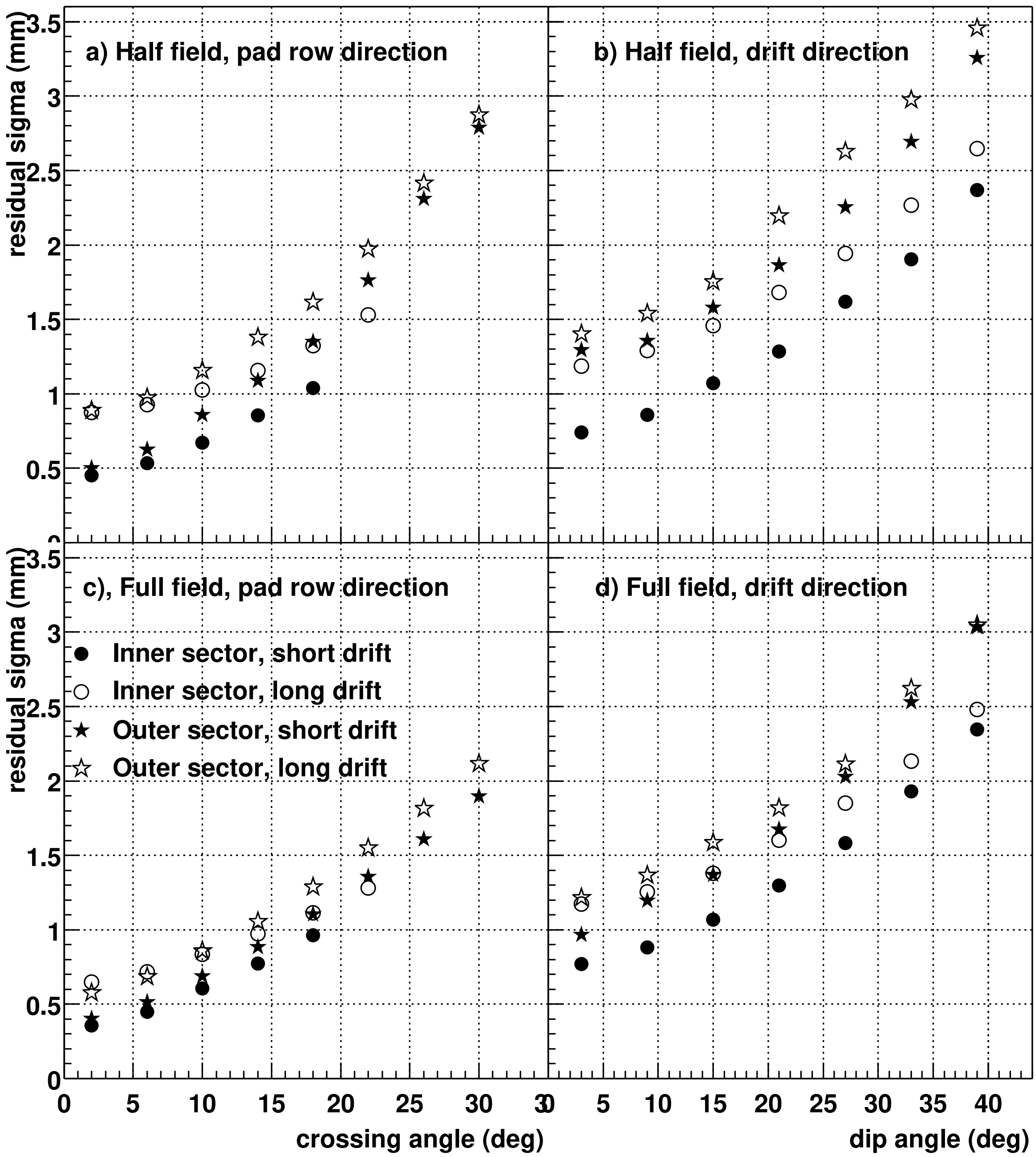

FIG. 4.6 – Résolution spatiale, à gauche le long des colonnes de *pads* et à droite le long de l'axe $\vec{z}$. Elle est exprimée en fonction de l'angle entre la trace et la colonne de pads (*crossing angle*) et de l'angle d'inclinaison entre la trace et le plan transverse (dip angle $\theta = \arccos(p_z/p)$).

4.2.3 Autres détecteurs

Les détecteurs présents dans cette partie ne sont pas utilisés dans notre analyse. Néanmoins ils pourront à l'avenir y apporter des améliorations considérables. Ils pourront notamment augmenter la sensibilité de STAR envers les résonances et multiplier ses possibilités de réjection du bruit de fond.

4.2.3.1 Le détecteur de vertex

Les SVT et SSD sont des détecteurs au silicium placés près de l'axe de faisceau, où la densité de particules est très importante. Ils entourent le centre du dispositif expérimental avec une couverture en pseudo-rapidité de $-1 < \eta < 1$. Ils détectent ainsi les trajectoires des particules très près du point d'interaction, dans l'espace délimité par le rayon interne de la TPC. Le détecteur de vertex permet entre autres d'améliorer la résolution spatiale du vertex primaire, d'où son nom. Nous verrons qu'il peut également jouer un rôle important dans les analyses.

Le SVT [57] (pour Silicon Vertex Tracker) est constitué de 3 couches de détecteurs silicium disposées à 6.9, 10.8 et 14.5 cm de l'axe du faisceau. Chaque couche est un assemblage de respectivement 32, 72, et 112 détecteurs SDD (pour Silicon Drift Detector) en forme de facette carrée de 63×63 mm. Ils permettent d'obtenir le point de passage des particules chargées dans chaque couche du SVT, avec une résolution spatiale de 20 μm en z et en $r\phi$. Le SVT permet ainsi d'augmenter la résolution des traces près du point d'interaction. En dehors de l'amélioration de la localisation du vertex primaire, sont rôle est particulièrement important dans la reconstruction des hypérons étranges. Ces particules neutres décroissent en particules chargées, pour la plupart bien avant d'atteindre la TPC. La reconstruction de ces vertex secondaires par la TPC se fait donc par extrapolation de ses traces vers le centre du détecteur avec une résolution limitée de l'ordre du centimètre. L'efficacité de reconstruction de ces vertex secondaires sera grandement améliorée lorsque les points laissés par le passage des traces dans les trajectographes internes seront exploités. L'amélioration de la précision spatiale permettra notamment de relâcher les coupures géométriques sur les vertex secondaires tout en évitant d'associer plusieurs traces qui ne se rejoignent pas réellement.

Le SSD [58] (pour Silicon Strip Detector) est construit en collaboration par les équipes STAR de Nantes, Strasbourg et Varsovie. Il est pour l'instant partiellement installé dans le hall expérimental. Son rôle sera de renforcer le détecteur de vertex par une quatrième couche située à 23 cm de la ligne de faisceau. Elle est composée de détecteur silicium à micro-pistes (SSD pour Silicon Strip Detector) dont la technologie permet une résolution de 740 μm en z et de 20 μm en $r\phi$. Chaque détecteur est un rectangle de silicium de 75 mm par 42 mm et de 300 μm d'épaisseur. Il regroupe 768 pistes sur la face N et 768 pistes sur la face P, espacée les unes des autres de 95 μm. Les pistes sont orientées dans le sens de la largeur et montrent un très léger angle stéréo de 35 mrad entre face N et face P. Cet angle stéréo permet de créer un maillage entre les pistes N et les pistes P, de sorte que le point de passage des particules est reconstruit dans les deux dimensions du détecteur. Le détecteur et son électronique de lecture sont regroupés dans un module, représenté sur la figure 4.7, qui est assemblage compact de deux hybrides traitant chacun une face du détecteur. Un hybride contient

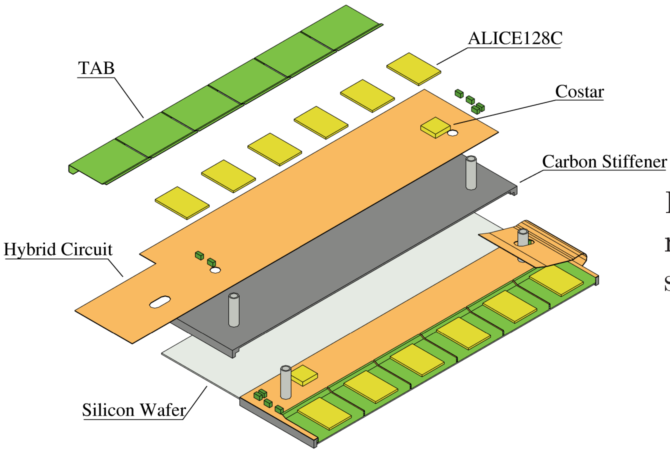

FIG. 4.7 – Vue schématique d'un module du SSD et de ses composants.

6 puces ALICE 128C qui assurent chacune la pré-amplification, la mise en forme et le stockage des signaux de 128 pistes, et une puce COSTAR dédiée à la surveillance et au contrôle des divers paramètres (température, courant de fuite, piedestaux, ...). La réalisation des modules a nécessité le développement de technologies innovantes. Ainsi la connexion entre les ALICE 128C et les pistes silicium d'un coté et l'hybride de l'autre est assurée grâce à la technologie TAB, pour *Tape Automated Bonding*. Il s'agit d'un microcable de kapton sur lequel sont imprimées des pistes de cuivre. L'agencement des pistes de cuivre y permet également l'adaptation entre l'espacement de 95 μm des pistes de silicium et celui de 44 μm entre les connexions des ALICE 128C. La flexibilité des TAB permet de replier les hybrides sur le détecteur silicium pour former un objet compact avec quasiment le même encombrement que le détecteur seul. L'assemblage des modules en un seul dispositif se fait par l'intermédiaire de 20 échelles en fibre de carbone. Chaque échelle est une structure de section triangulaire de 1060 mm de long. Elle supporte 16 modules collés sur une de ses faces. Les circuits de contrôle et de numérisation sont également intégrés à ses extrémités. La forme en tonneau de l'ensemble est obtenue grâce au dispositif de fixation des échelles qui s'intègre avec celui du SVT.

Dans le cas où le nombre de voies mortes est nominal, c'est-à-dire moins de 2%, les performances du SSD permettent une efficacité de reconstruction des points de 95% et une pureté de 98%. Le SSD facilitera ainsi la jonction entre les points du SVT, proches du vertex primaire, et les traces de la TPC dont l'origine est à 50 cm de celui-ci dans le plan transverse. Il pourra améliorer la trajectographie des particules de faible impulsion. L'apport du SSD sera particulièrement appréciable pour la reconstruction des hypérons étranges. Des simulations ont par exemple montré que le SSD augmente l'efficacité de reconstruction des Λ et $\bar{\Lambda}$ d'un facteur 3.1 lorsqu'il est utilisé en plus du SVT [59].

4.3 La reconstruction des événements dans STAR

Lors de la prise de données, les collisions qui satisfont les critères de déclenchement sont enregistrées en temps réel sous la forme d'événements bruts. Ces événements contiennent les données en provenance de la DAQ [60] (pour Data AcQuisition) qui elle-même rassemble les données en provenance des détecteurs. À partir de ces données brutes, un important processus de reconstruction permet de retranscrire les événements dans un format permettant les analyses physiques. Ce processus est appelé production dans la mesure où il produit les événements en termes de trajectoires de particules et d'emplacements de vertex, qui sont ensuite directement utilisés par les physiciens. Les données brutes contiennent notamment les points tri-dimensionnels de la TPC et les quantités de charges correspondantes. La production d'événements consiste d'abord à déterminer les trajectoires des particules à partir de ces points. Cette première étape produit un ensemble de traces qui permet ensuite de calculer la position du vertex primaire, ce point étant l'origine de la plus grande partie des particules. Deux ensembles de traces sont alors enregistrés : l'ensemble des traces globales et l'ensemble des traces primaires (voir 4.3.3). Enfin le processus de production se termine par la recherche de divers vertex secondaires produits par les décroissances de kaons chargés (vertex nommé “kink”), de Λ et de K_s^0 (vertex nommé “V_0”) ou des Ξ et Ω (vertex nommé “Xi”). Un fois que toutes ces étapes ont été réalisées pour un événement, il est enregistré dans un fichier DST (pour Data Summary Tape). Ce fichier contient toutes les informations concernant l'événement en général (données des détecteurs de déclenchement, multiplicités de particules dans la TPC), le vertex primaire (localisation), les traces primaires et globales (trajectoires et impulsions déduites, pertes d'énergie et identification des particules) et les différents vertex secondaires. L'analyse présentée dans cette thèse utilise directement les traces globales et primaires obtenues durant la production. Aussi les différentes étapes de leur production seront présentées dans ce qui suit.

4.3.1 Corrections $\vec{E} \wedge \vec{B}$ des variations des champs magnétique et électrique

La dérive des électrons primaires dans le volume de la TPC, normalement rectiligne suivant l'axe de la TPC, peut être modifiée par les imperfections des champs magnétique et électrique. La position dans le plan transverse des charges arrivant sur les secteurs peut notamment être décalée de plusieurs millimètres par rapport aux coordonnées initiales de l'ionisation primaire. La résolution de la TPC étant de l'ordre de 100 μm, ces décalages doivent être corrigés avant de réaliser la trajectographie. Le champ magnétique de l'aimant a été cartographié avant l'installation de la TPC. Il est constant à 0.5 Gauss près. Néanmoins ses variations peuvent induire à elles seules un déplacement radial de $d_r \leq 2.3$ mm et un écart en $r\phi$ de $d_{r\phi} \leq 1.0$ mm pour un électron dérivant sur toute la longueur de la TPC. L'erreur d'alignement entre les champs électrique et magnétique et les imperfections du champ électrique liées à la précision de montage des éléments de la TPC doivent également être prises en compte. Les corrections globales, représentées sur la figure 4.8 sont calculées à partir d'équations de distorsion pour des champs magnétique et électrique presque parallèles [55].

4.3.2 Trajectographie dans la TPC

La reconstruction des traces dans STAR commence dans la TPC. Une particule en provenance de la ligne de faisceau traverse la TPC depuis la membrane interne vers la

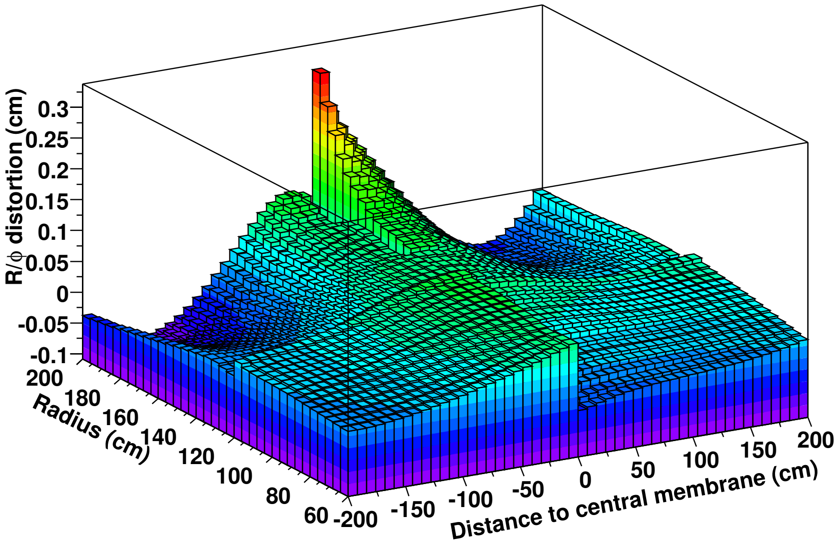

Fig. 4.8 – Modules des corrections des écarts en (r,ϕ) aux extrémités de la TPC. Les écarts sont dus aux perturbations des champs magnétique et électrique.

membrane externe. Une trajectoire typique dans le plan transverse est représentée sur la figure 4.5. Les charges vont traverser successivement les 45 colonnes de *pads*. Elles produiront donc au maximum 45 points, chaque point regroupant les charges collectées sur trois *pads* adjacents d'une même colonne. L'algorithme de trajectographie a pour but de regrouper ces points qui définissent alors une trace reconstruite. En réalité un événement peut contenir énormément de traces proches les unes des autres. La trajectographie doit alors permettre de discerner ces traces en tolérant les éventuels points manquants, les erreurs sur les positions des points et la présence de points de bruit de fond. Elle fonctionne principalement par regroupement successifs de points. Les premiers regroupements sont effectués en partant des colonnes de pads les plus externes à la TPC. Cela permet de distinguer les différentes traces là où la densité de traces est la plus petite, puis de les reconstituer vers les zones de densité supérieure. Un regroupement commence par l'association de trois points alignés, enregistrés durant le même intervalle de temps ou des intervalles qui se succèdent. L'extrémité de cette nouvelle trace est extrapolée linéairement vers l'intérieur de la TPC pour y ajouter un éventuel nouveau point. Ce processus itératif s'arrête lorsqu'il n'existe plus de point suffisamment proche de l'extrapolation linéaire. Les points associés sont alors marqués indisponibles pour les passages suivants et le processus de regroupement peut reprendre ailleurs. Dans le cas où plusieurs trajectoires sont possibles à partir des mêmes points de départ, toutes les branches sont gardées et celle retenue finalement sera celle ayant le plus grand nombre de points. Après ces premières associations de points, les différents segments obtenus sont regroupés. À ce niveau, chaque segment est modélisé par une hélice. Les segments dont les hélices se recoupent sont alors associés pour former une seule et même trace. La dernière étape de la trajectographie dans la TPC consiste à réajuster les hélices à partir de tous les points de la trace,

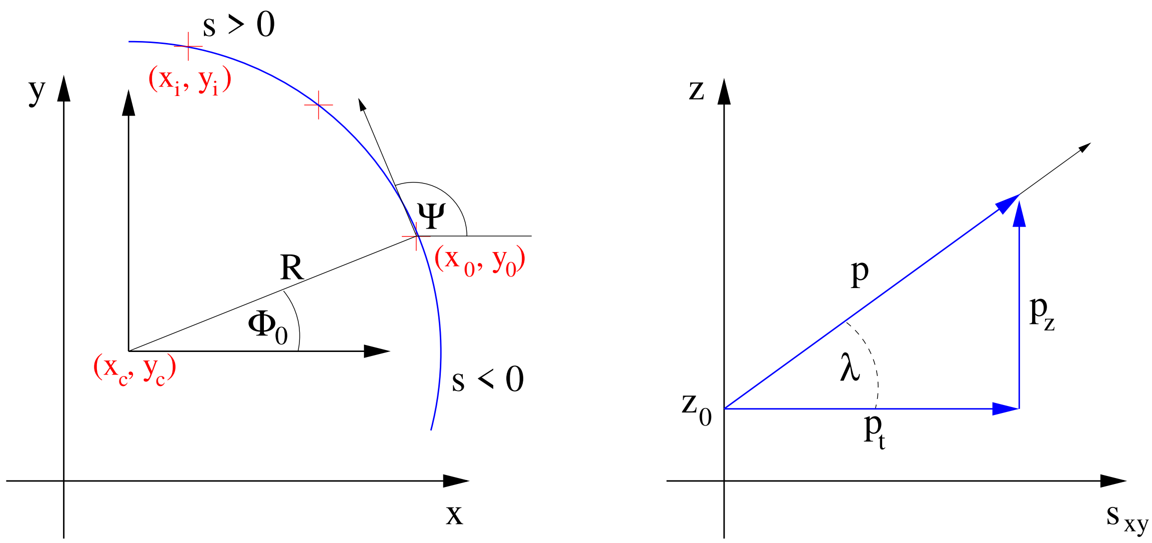

FIG. 4.9 – Représentation d'une hélice dans le plan transverse ($\vec{x}$,$\vec{y}$) et le plan ($\vec{z}$,$\vec{S}_{xy}$).

---

5 paramètres définissent entièrement l'hélice :

- x_c et y_c, les coordonnées du centre de l'hélice dans le plan transverse,
- R, le rayon de courbure de l'hélice dans le plan transverse,
- Φ_0, l'angle entre l'axe x et le segment reliant le premier point de la trace (x_0,y_0) et le centre de l'hélice (x_c,y_c),
- λ, généralement donné sous la forme $\tan\lambda = p_z/p_T$ avec p_T et p_z les impulsions transverse et longitudinale respectives.

---

en ajoutant d'éventuels points oubliés par les processus antérieurs et en rejetant ceux finalement trop éloignés. Une fois que la reconstruction des traces dans la TPC a été effectuée, les hélices peuvent être extrapolées vers les autres détecteurs pour compléter la trajectographie. Néanmoins seules les traces issues directement de la TPC seront exploitées par la suite.

La paramétrisation d'une hélice dans STAR est représentée sur la figure 4.9. Elle permet notamment de calculer l'impulsion de la particule à un point quelconque sur sa trajectoire. En effet, les paramètres R et $\tan\lambda$ sont obtenus directement à partir de la trajectoire mesurée. Ensuite les normes de p et de p_T et le vecteur $\vec{p_z}$ sont calculés à partir de l'équation 4.1 et de la figure 4.9. Ces valeurs sont constantes sur toute la trajectoire de la particule. Les valeurs $p_x = p_T \cos\Phi$ et $p_y = p_T \sin\Phi$ évoluent avec le mouvement circulaire dans le plan transverse, Φ étant l'angle entre un point quelconque de l'hélice et l'axe x.

L'efficacité de reconstruction des traces dans la TPC est représentée sur la figure 4.10. L'acceptance géométrique de la TPC est de 96% pour une trace de haute impulsion qui traverserait la TPC perpendiculairement à l'axe du faisceau. Les 4% de pertes sont dus à l'écartement entre les secteurs. Des pertes supplémentaires proviennent des voies de lecture mortes et de l'efficacité de l'algorithme de reconstruction. Le pourcentage de voies mortes ne dépasse pas quelques pour cent. L'efficacité de l'algorithme de reconstruction est étudiée à partir de traces simulées qui sont ensuite intégrées dans

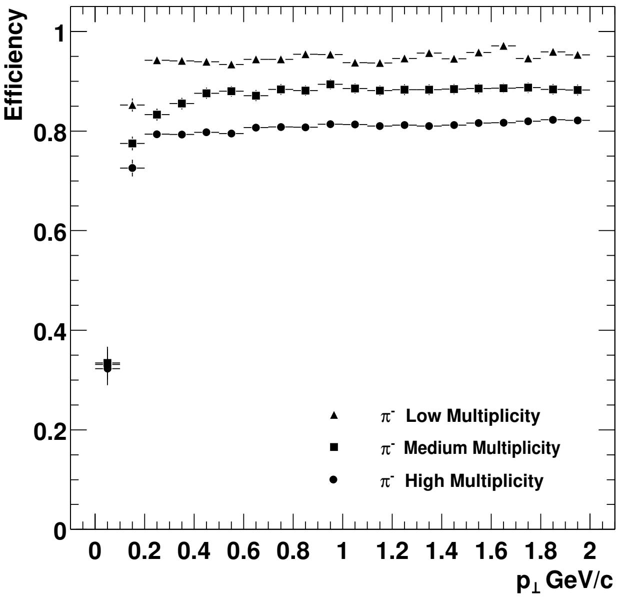

Fig. 4.10 – Efficacité de reconstruction des pions chargés dans la TPC, suivant différentes multiplicités.

les données de vrais événements. Elles sont donc reconstruites avec le niveau de bruits et les multiplicités réelles. L'erreur systématique mesurée peut ainsi atteindre 6% dans les événements centraux de plus hautes multiplicités. L'efficacité dans les événements de faible multiplicité atteint elle quasiment la limite géométrique.

4.3.3 Reconstruction du vertex primaire et définitions des traces globales et primaires

Les traces obtenues directement par l'algorithme de trajectographie sont appelées **traces globales**. Une partie de ces traces provient directement de la collision des ions lourds. Leur extrapolation vers le centre de la TPC devrait donc converger vers ce point. Néanmoins, il existe également des vertex secondaires provenant de la décroissance de particules instables qui émettent des traces secondaires. L'incertitude sur les trajectoires, couplée à la distance de 50 centimètres (le rayon interne de la TPC) sur laquelle sont extrapolées les traces, augmente également la difficulté de converger vers la position correcte du vertex primaire. La recherche de celui-ci se fait donc par étapes successives, d'abord par la détermination de sa coordonnée selon l'axe z (z_{vertex}) puis dans le plan transverse. Les coordonnées du vertex primaire dans le plan transverse sont au départ assez bien définies, au centre du tube de faisceau. L'algorithme de recherche va donc d'abord considérer que le vertex est sur l'axe du faisceau et va rechercher le z_{vertex}. Il détermine pour cela le point de chaque trace le plus proche de l'axe $\vec{z}$ (la distance calculée est appelée DCA pour Distance of Closest Approach). Ce point est le point d'émission approximatif de la particule à partir de l'axe $\vec{z}$ (seulement potentiellement, car une trace peut-être secondaire et ne pas provenir de cet axe). L'axe est ensuite divisé en segments et c'est le segment contenant le plus de points qui est retenu avec les traces correspondantes. Le z_{vertex} est obtenu après plusieurs cycles de redivision et de sélection d'un sous-segment. Lorsque le z_{vertex} est fixé, les traces contenues dans le dernier segment sont projetées dans le plan transverse. Les coordonnées dans ce plan sont alors calculées en minimisant les distances de plus courte approche (DCA) de l'ensemble de ces traces par rapport à un seul point, le vertex primaire.

Les coordonnées en trois dimensions du vertex primaire sont finalement obtenues avec une résolution de l'ordre de 0.5 *cm*. Celle-ci dépend du nombre de traces et atteind 0.35 cm lorsqu'il y a plus de 1000 traces incidentes. Les traces émises par le vertex primaire peuvent être sélectionnées selon leur distance minimum d'approche. Dans STAR, les traces globales dont la DCA avec le vertex primaire est inférieure à 3 centimètres sont ainsi considérées comme ayant une forte probabilité de provenir de celui-ci. À ce titre, elles sont utilisées pour produire un deuxième ensemble de traces, l'ensemble des **traces primaires**. Ces traces sont des copies des traces globales sélectionnées, auxquelles le vertex primaire a été rajouté comme point supplémentaire. Les hélices de ces traces primaires sont donc réajustées avec ce point. La résolution supérieure du vertex primaire par rapport aux points de la TPC et l'éloignement de ce point contraignent fortement l'ajustement des l'hélices.

4.3.4 Mesure de la perte d'énergie et identification des particules

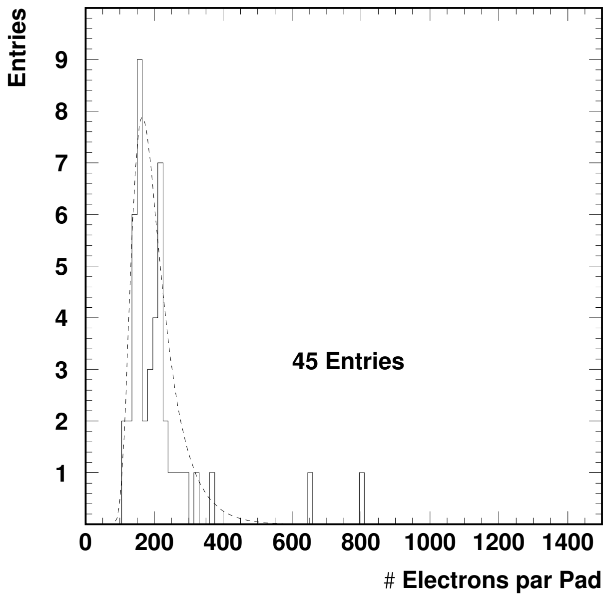

FIG. 4.11 – Échantillonage des charges provenant de la perte d'énergie d'une particule dans de l'argon (45 entrées maximum pour une trace dans la TPC).

La perte d'énergie des particules dans la TPC est mesurée à partir des électrons collectés aux extrémités de la TPC. Chaque point d'une trace contient les charges de trois *pads* adjacents et constitue donc un échantillon de la perte d'énergie. Ces points permettent alors d'obtenir sa valeur caractéristique pour la particule considérée. La distribution du nombre d'électrons primaires pour un maximum de 45 points par trace est représentée sur la figure 4.11. Sa forme théorique en ligne pointillée est une distribution de Landau qui possède notamment une longue queue vers les grands nombres d'électrons. Il est ainsi difficile d'obtenir avec précision une valeur moyenne, très dépendante de cette queue, surtout lorsque le nombre d'entrées est faible. Sur cette figure, les deux entrées à 650 et 800 électrons vont par exemple fortement augmenter

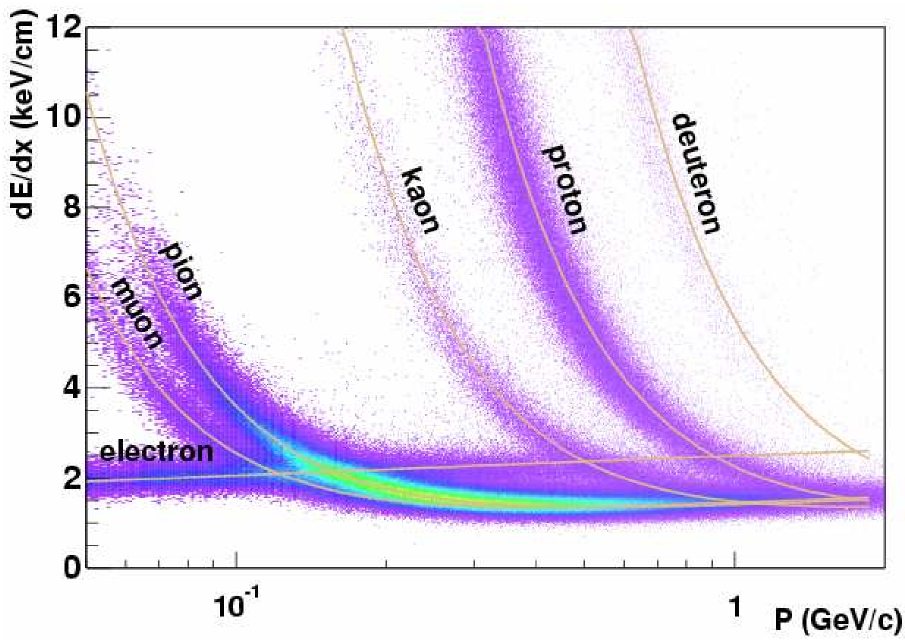

FIG. 4.12 – Distribution des particules en fonction de leur impulsion et de perte d'énergie dans la TPC, pour les événements à $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV et avec un champ magnétique de 0.25 tesla. La résolution sur la perte d'énergie est supérieure pour les événements à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Les bandes des protons et des kaons peuvent notamment y être séparées jusqu'à une impulsion de 1.2 GeV/c.

la moyenne. Pour éviter ce problème, 30% des valeurs les plus élevées sont éliminées de l'échantillonnage et la moyenne tronquée est calculée. Cette moyenne tronquée est égale à la valeur de la perte d'énergie la plus probable dans la mesure où elle correspond au nombre d'électrons au maximum de la distribution de Landau (ce qui n'est pas le cas de la moyenne qui est déportée vers les grands nombres d'électrons). Cette mesure de l'ionisation est ensuite normalisée par la longueur de la trace pour obtenir la perte d'énergie de la particule par unité de longueur, appelée dE/dx.

La valeur théorique $(dE/dx)_{Th}$ de cette perte d'énergie a d'abord été approximée par l'équation de Bethe-Bloch habituelle [61]. L'estimation est actuellement améliorée par la fonction de Bichsel [62]. En pratique, ces paramétrisations dépendent notamment de la masse et de l'impulsion des particules. La figure 4.12 représente la distribution des traces détectées dans la TPC en fonction de leur perte d'énergie mesurée $(dE/dx)_{Exp}$ et de leur impulsion. Les électrons, muons, pions, kaons, protons et deutérons dessinent sur cette figure des bandes distinctes qui se rejoignent lorsque l'impulsion augmente. Les lignes symbolisent les courbes théoriques $(dE/dx)_{Th}$. On voit donc que l'information sur le dE/dx peut être utilisée pour identifier les particules détectées. La qualité d'identification dépend de l'intervalle en impulsion observé. La valeur du dE/dx n'est pas exploitée telle quelle mais à travers le calcul d'une variable Z définie comme :

$$Z = \ln\left[\left(\frac{dE}{dx}\right)_{Exp} / \left(\frac{dE}{dx}\right)_{Th}\right] \quad (4.2)$$

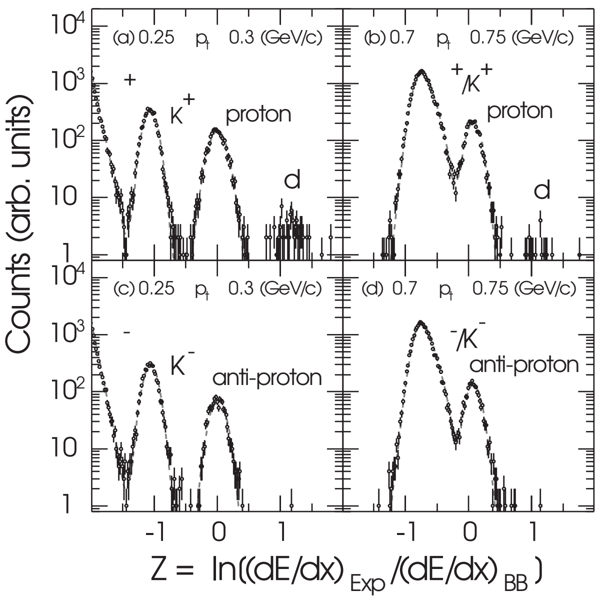

FIG. 4.13 – Distributions de la variable Z, définie comme le rapport des logarithmes des pertes d'énergies mesurées et théoriques (Bethe-Bloch) pour deux intervalles en impulsion.

La distribution de cette variable prend en effet une forme gaussienne dont le centre et la largeur varient en fonction du type de particule. La séparation entre les gaussiennes dépend de la même manière de l'intervalle en impulsion. La figure 4.13 représente les distributions des Z pour deux exemples d'intervalles en impulsion. Elles sont ajustées par plusieurs gaussiennes centrées sur les valeurs théoriques de chaque type de particules. La fonction de perte d'énergie de référence est ici celle des protons (ou anti-protons). La gaussienne des protons est donc centrée en zéro. Ces distributions permettent d'identifier les particules et de calculer la pureté de l'échantillon. Les calculs sont néanmoins possibles jusqu'à une valeur maximale de l'impulsion à partir de laquelle les pertes d'énergie des différentes particules se superposent.

La différence en terme d'écart-type entre les valeurs expérimentale et théorique de la perte d'énergie peut également être calculée pour chaque particule. Cette différence est égale à la valeur $Z = \ln{(dE/dx)_{Exp}} - \ln{(dE/dx)_{Th}}$ divisée par la largeur σ de la distribution gaussienne de Z. Cette distribution est obtenue à partir de l'échantillon des valeurs des pertes d'énergie que constituent les points de la trace correspondante. Ce calcul peut donc être effectué pour toutes les traces quelles que soient leurs impulsions. Les quatre hypothèses sur le type (la masse) de la particule sont considérées : électron, pion, kaon et proton. Les valeurs centrales de la perte d'énergie $(dE/dx)_{Th}$ et la largeur de la distribution gaussienne sont déterminées pour chaque hypothèse. Les 4 résultats sont stockés avec chaque trace. Concrètement, ils permettent de sélectionner durant les analyses une seule bande sur la figure 4.12. Ainsi, prendre uniquement les particules dont le nombre de σ sur la perte d'énergie dans l'hypothèse d'un proton est inférieur à deux, explicitement :

$$\sigma(dE/dx)_{proton} \quad < \quad 2$$

sélectionnent 95.4% des protons détectés dans la TPC, quel que soit l'intervalle en impulsion.

Chapitre 5

Reconstruction des résonances dans STAR

La mise en évidence et l'exploitation du signal des résonances passent par des analyses en masse invariante. Les spectres de masse sont obtenus par la technique des événements mélangés qui est présentée de manière générale dans ce chapitre. L'utilisation de cette méthode pour analyser les événements du RHIC n'est pas triviale. La multiplicité croissante des collisions du RHIC par rapport à celles aux énergies inférieures accroît considérablement le bruit de fond combinatoire. Les effets collectifs, prépondérants à cette énergie, agissent beaucoup sur les spectres en masse invariante. Il a donc été nécessaire d'améliorer la technique des événements mélangés pour prendre en compte et corriger ces effets. Les différents traitements que subissent les spectres en masse invariante seront donc expliqués dans ce chapitre, avant de présenter l'analyse en elle-même dans le chapitre suivant.

5.1 Reconstruction des hypérons étranges et des résonances

Une résonance est une particule qui décroît par interaction forte et qui est reconstruite à partir de ses produits de décroissance, également appelés particules filles. Ces produits de décroissance sont détectés dans le dispositif expérimental et l'information sur la résonance est donnée par la somme de leurs quadri-vecteurs impulsion. Dans le cas de STAR où les trajectoires sont courbées par un champ magnétique, les impulsions doivent être calculées à l'endroit supposé de la décroissance. Expérimentalement les produits de décroissance de la particule instable considérée ne peuvent jamais être identifiés et isolés du reste des traces avec une efficacité parfaite. Des candidats sont donc produits par association de traces ayant une probabilité d'être originaires d'une même particule mère. Or la masse invariante calculée à partir des produits de décroissance est égale à la masse de la particule instable. La distribution des masses invariantes de l'ensemble des candidats permet ainsi d'observer un signal sous la forme d'un pic centré sur la masse de la particule. Ce type d'analyse est appelé analyse en masse invariante.

Dans les études relatives aux collisions observées dans STAR, l'analyse en masse invariante se décline principalement selon deux méthodes performantes. La première est celle où le vertex secondaire peut être reconstruit grâce aux algorithmes de trajectographie. Cette méthode est bien appropriée lorsque la particule vole avant de décroître sur des distances supérieures à la résolution des détecteurs, de l'ordre du centimètre pour le dispositif actuel de STAR. Après la détermination du vertex primaire, l'algorithme de reconstruction associe des traces qui ne semblent pas venir de celui-ci mais d'un même vertex secondaire. Il est ensuite possible de sélectionner les bons vertex secondaires par un ensemble de coupures essentiellement géométriques, mais également grâce aux possibilités d'identification des particules filles. Cette méthode permet de reconstruire des particules avec de faibles taux de production et dans un environnement très bruité avec une bonne pureté (typiquement des rapports signal sur bruit de l'ordre de 1/2). Elle est employée notamment pour la reconstruction des particules étranges [63]. Dans STAR, les productions de Λ, Ξ, et Ω sont principalement analysées grâce à cette méthode [64, 65, 66, 67]. Elle n'est cependant pas utilisable dans le cas des résonances.

Une résonance a en effet une durée de vie très courte et ne parcourt qu'une distance de l'ordre de la dizaine de fermis après sa création. Il est donc impossible de distinguer expérimentalement le lieu de production d'une résonance et celui de sa décroissance. La distance entre ces deux points est en effet plusieurs ordres de grandeurs plus petite que la résolution géométrique des détecteurs. Lors d'une collision d'ions lourds ultra-relativistes, les produits de décroissance d'une résonance sont ainsi émis d'un vertex secondaire indiscernable de la collision primaire et ne peuvent pas être séparés des particules primaires. L'extraction du signal est alors impossible par la méthode topologique. Ceci est la raison pour laquelle la méthode décrite dans ce chapitre, la technique des événements mélangés, est employée dans la reconstruction de résonances. Ce chapitre sera évidemment illustré par l'exemple du $\Lambda(1520)$ mais également du Λ. L'analyse de cet hypéron par la technique des événements mélangés a permis de valider la méthode par comparaison avec les résultats issus de la méthode topologique, et de comparer les taux de production des Λ et $\Lambda(1520)$.

5.2 La technique des événements mélangés

5.2.1 Principe

Cette technique peut s'appliquer dans le cas très général de l'analyse en masse invariante. Elle est particulièrement employée en l'absence de moyen suffisant de rejeter le bruit de fond, tel que la reconstruction des vertex secondaires. Dans le cas des résonances venant des collisions du RHIC, les produits de décroissance se confondent avec l'ensemble des particules primaires qui satisfont les critères d'identification et les autres coupures. Les candidats sont alors produits par associations de toutes ces particules. Très peu d'entre elles contiennent réellement les produits de décroissance d'une même résonance et la distribution réelle en masse invariante est essentiellement peuplée par un bruit de fond combinatoire. Le signal, piqué à la masse invariante de la résonance, peut être alors à peine visible ou pas du tout. Il est de plus difficile d'ajuster une fonction sur le fond combinatoire autour du pic, car il n'est pas linéaire. La technique des événements mélangés représente alors un moyen de reproduire uniquement le fond combinatoire et de le soustraire à la distribution réelle. Elle permet ainsi de récupérer uniquement le signal. Son principe est simple. Le fond combinatoire provient de la combinaison entre les espaces de phase des particules associées. Il est alors possible de reproduire uniquement ce fond combinatoire par l'association de particules venant d'événements différents. En effet, dans la mesure où les distributions des particules et les coupures appliquées sont identiques d'un événement à l'autre, leur combinaison reproduit la forme du fond combinatoire mais n'est pas sensible aux corrélations entre particules d'un même événement. Cette hypothèse n'est cependant valable que si les événements mélangés sont suffisamment proches dans leurs caractéristiques (ex : degré de centralité, position du vertex sur l'axe du faisceau, ...).

5.2.2 Traitement événement par événement et mélange

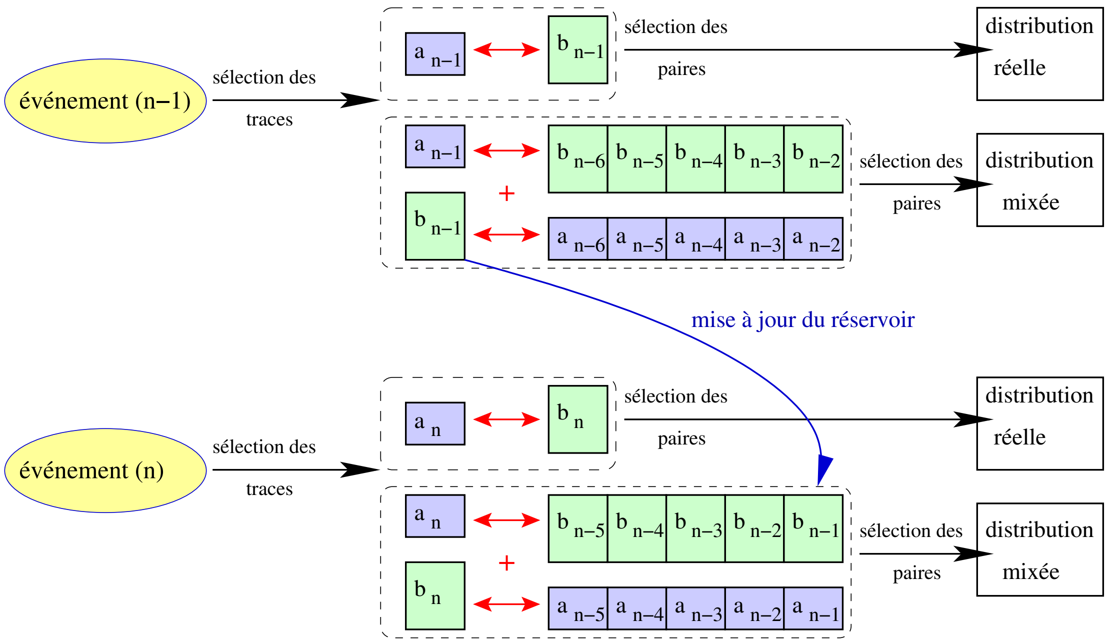

FIG. 5.1 – Fonctionnement du programme réalisant le mélange d'événements.

Le mélange d'événements tel qu'il est effectivement réalisé est illustré sur la figure 5.1. Les événements sont lus successivement dans le but de produire le spectre en masse invariante d'une résonance qui décroît en particules a et b. Pour chaque événement traité (n), des coupures sélectionnent en premier deux ensembles de traces correspondant aux deux produits de décroissance a_n et b_n. Les combinaisons entre particules a_n et b_n sont effectuées. Chaque combinaison est appelée une paire, à partir de laquelle des variables globales (masse invariante, rapidité, ...) sont calculées. Un ensemble de coupures est appliqué sur ces variables, notamment sur la rapidité, pour sélectionner les paires dont les masses invariantes remplissent la distribution réelle en masse invariante. Ensuite le mélange d'événements est effectué par les combinaisons entre les particules a_n et les particules b_{n-1}, b_{n-2}, (...), ainsi que les combinaisons entre les particules b_n et a_{n-1}, a_{n-2}, (...). Les sélections de traces des événements précédents sont en effet enregistrées dans un réservoir où le nombre d'événements gardés en mémoire est réglable (5 dans l'exemple de la figure 5.1). Les masses invariantes des candidats issus du mélange d'événements et qui satisfont les mêmes coupures sur les paires vont alors remplir la distribution mixée.

Les caractéristiques des sélections des traces doivent être similaires entre les différents événements pour permettre de reproduire correctement le fond combinatoire. Or les caractéristiques des collisions observées au RHIC varient énormément. Il est alors nécessaire de séparer les événements en catégories et de faire uniquement le mélange entre événements d'une même catégorie. Concrètement cela se traduit par l'existence d'un réservoir par catégorie d'événements. Ainsi un réservoir est rempli par les événements d'une seule catégorie, et n'est utilisé que pour effectuer le mélange avec les événements de cette catégorie. Dans le cas de STAR, les catégories sont notamment définies en fonction de la coordonnée z du vertex primaire sur l'axe du faisceau, notée z_{vertex}. L'acceptance expérimentale varie en effet selon celle-ci. Des catégories peuvent également être composées selon la multiplicité des événements, notamment lorsque le nombre de particules enregistrées varie de quelques unes à plusieurs centaines dans le cas d'événements Au+Au de biais minimum.

Lorsque les premiers événements sont lus, le réservoir n'est pas entièrement rempli par les événements précédents. Seule la distribution réelle est remplie et les sélections de traces sont enregistrées dans le réservoir. Lorsqu'un grand nombre de catégories, et donc de réservoirs, sont définis, une proportion non négligeable d'événements peut être analysée sans que le mélange d'événements soit réalisé. Ceci peut alors nuire à la construction de la distribution mixée, notamment s'il existe des catégories d'événements rares où très peu d'événements sont disponibles. Cet effet est rendu négligeable en s'assurant qu'un nombre suffisant d'événements est analysé en une fois. Une amélioration possible serait d'effectuer ce qui est appelé le mélange circulaire, où les traces sélectionnées des derniers événements analysés sont utilisées pour effectuer le mélange avec les traces des premiers événements.

5.2.3 Obtention du spectre en masse invariante

Un exemple des distributions réelle et mixée est donné sur la figure 5.2. Le spectre en masse invariante est obtenu par la soustraction de la distribution mixée, représentant le bruit de fond combinatoire, à la distribution réelle. Cependant, la distribution mixée contient un nombre d'entrées supérieur à celui de la distribution réelle. En effet, si un événement contient N_a particules de type a et N_b particules de type b, le réservoir de $n_{ev}^{réserv}$ événements contient $n_{ev}^{réserv} N_a$ particules de type a et $n_{ev}^{réserv} N_b$ particules de type b. La procédure de mélange décrite au paragraphe 5.2.2 donne alors une distribution mixée avec un nombre de combinaisons égal à :

$$N_a \times n_{ev}^{réserv} N_b + N_b \times n_{ev}^{réserv} N_a \quad = \quad 2 n_{ev}^{réserv} \times (N_a N_b) \tag{5.1}$$

Ainsi la distribution mixée contient $2n_{ev}^{réserv}$ fois plus d'entrées que la distribution réelle. Pour ajuster la distribution mixée à l'amplitude réelle du bruit de fond combinatoire, il faut alors multiplier l'amplitude de la distribution mixée par un facteur $\alpha \approx 1/2n_{ev}^{réserv}$. Néanmoins ce calcul ne donne qu'une idée du facteur réel de correction car le nombre de particules sélectionnées de chaque type varie d'un événement

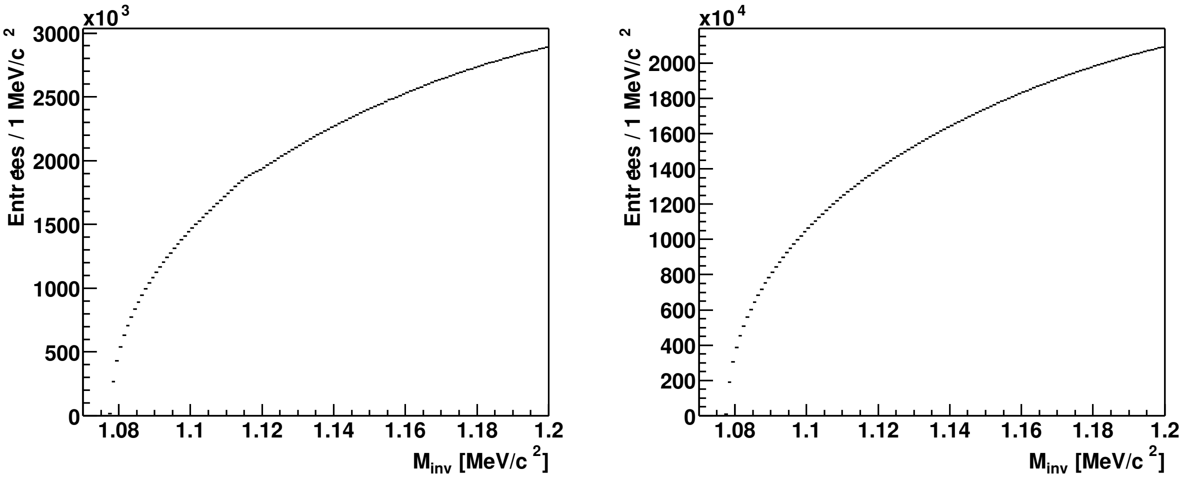

FIG. 5.2 – Distributions réelle et mixée de la masse invariante des Λ dans les collisions Au+Au.

à un autre. De plus le mélange d'événements ne commence que lorsque le réservoir est rempli, ce qui diminue le nombre d'entrées dans la distribution mixée. Le facteur de normalisation ne peut donc être calculé qu'à partir des distributions elles-même. Par définition le facteur de normalisation de la distribution mixée est calculé par le rapport des intégrales des deux distributions :

$$\alpha = \frac{I\left(D_{réelle}\right)}{I\left(D_{mixée}\right)} \tag{5.2}$$

Ce facteur ne normalise cependant pas correctement le fond combinatoire. La distribution réelle contient, en plus du fond combinatoire, les corrélations entre particules d'un même événement. Par exemple, la présence d'un pic en plus du fond combinatoire dans la distribution réelle augmente son nombre d'entrées et surestime le facteur α tel qu'il est calculé dans l'équation 5.2. Une estimation plus correcte du facteur α est donnée par le rapport des intégrales des deux distributions mais à partir d'une masse invariante supérieure à la masse de la particule, pour laquelle on estime qu'il n'y a plus de corrélation. Il peut être difficile de définir une masse à partir de laquelle les corrélations cessent. La meilleure estimation du facteur α est alors donnée par l'observation directe du rapport de la distribution réelle sur la distribution mixée en fonction de la masse invariante. La valeur α est alors égale à ce rapport dans la zone en masse invariante où il est stable et où les deux distributions ont une forme similaire, représentant le fond combinatoire. Le spectre en masse invariante est finalement obtenu en soustrayant à la distribution réelle la distribution mixée, normalisée par le facteur α :

$$D = D_{réelle} - \alpha D_{mixée} \tag{5.3}$$

Un exemple d'extraction du signal est donné sur la figure 5.3 dans le cas des Λ. Durant le mélange le réservoir est constitué de 5 événements. La distribution mixée contient ainsi, en première estimation, dix fois plus d'entrées que la distribution réelle. La détermination correcte du facteur α se fait grâce au rapport des deux distributions à gauche de la figure 5.3. α est ici égal au rapport des distributions dans la zone de masse invariante à partir de 1.16 GeV/c^2, où il n'y a plus de structure visible. Enfin le spectre final en masse invariante est obtenu à droite de cette figure en utilisant l'équation 5.3.

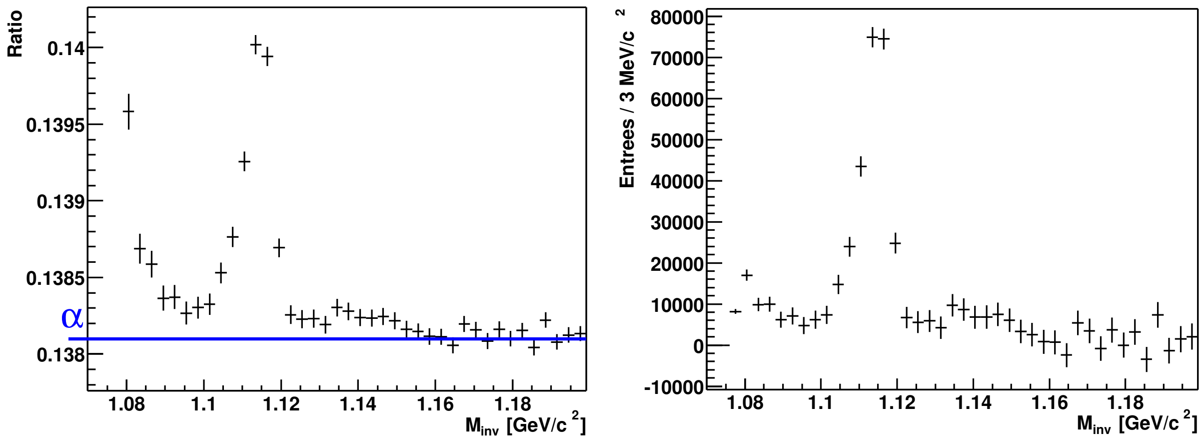

FIG. 5.3 – Rapport des distributions réelle sur mixée et détermination de α (à gauche). Spectre en masse invariante final (à droite).

5.3 Effet de l'asymétrie azimutale et corrections

La technique des événements mélangés, présentée dans le paragraphe 5.2.3, est performante dans les cas où la quantité de signal est relativement importante par rapport au bruit de fond, comme par exemple pour le Λ. Cependant, l'amplitude du signal des résonances et notamment du $\Lambda(1520)$ peut être aussi faible ou inférieure aux amplitudes des autres corrélations à deux particules et aux structures dues à la reproduction imparfaite du bruit de fond combinatoire. Il est alors important de comprendre l'origine de toutes les structures présentes dans le spectre en masse invariante et de s'assurer qu'elles ne perturbent pas l'extraction du signal. Il convient en premier lieu de mélanger des événements similaires comme cela est expliqué dans le paragraphe 5.2.2. Bien que le mélange d'événements soit fait correctement, les distributions en masse invariante du $\Lambda(1520)$ ont montré une forme caractéristique qui s'est avérée être systématiquement présente dans toutes les distributions en masse invariante obtenues par cette méthode. Au début de ce travail, cette forme représentait la principale structure non comprise dans ces spectres en masse invariante. Cette section décrit cette structure et l'explique par l'effet de l'asymétrie azimutale des événements analysés.

5.3.1 Observation de l'effet sur un spectre en masse invariante

Avant d'en venir à l'explication de cet effet, observons le d'abord sur la figure 5.4. À gauche de cette figure, le rapport des distributions réelle sur mixée montre une

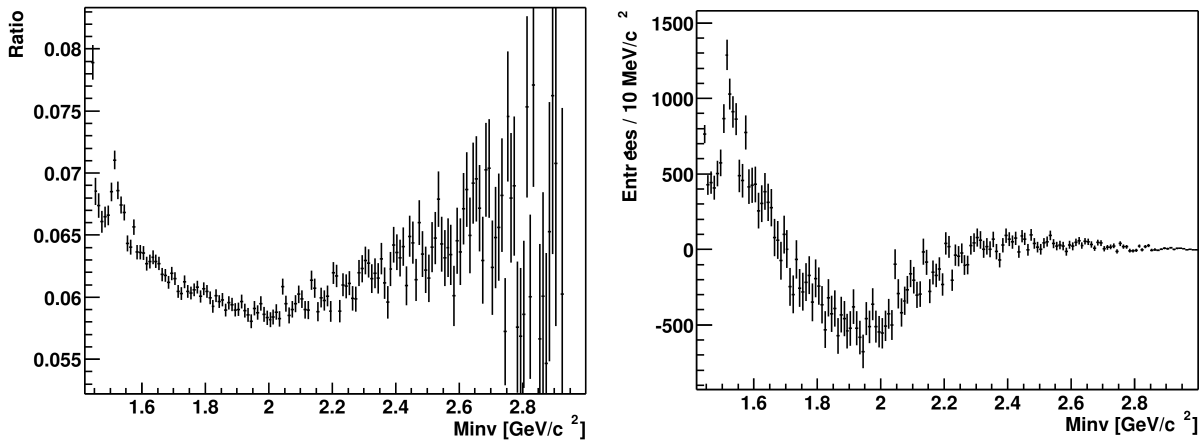

FIG. 5.4 – Rapport des distributions réelle et mixée (à gauche) et différence entre la distribution réelle et la distribution mixée après sa normalisation (à droite) pour les candidats $\Lambda(1520)$ dans les collisions p+p.

structure évoluant sur l'ensemble de la masse invariante. La forme exacte de cette structure varie suivant le type de collisions et les sélections de particules, mais représente en général une ondulation sur tout le spectre. La distribution de la différence montre également cette forme mais modulée par le nombre d'entrées dans les distributions de départ. Son amplitude est donc importante au début du spectre puis diminue lorsque la masse invariante augmente.

Cet effet introduit deux difficultés majeures. La première est l'impossibilité de déterminer le facteur α de manière précise. En effet, il n'y a pas de zone en masse invariante où le rapport entre les deux distributions est plat. Il n'existe donc pas de valeur de masse invariante à laquelle la distribution mixée représente uniquement le fond combinatoire et où le rapport est égal au facteur α. La deuxième difficulté est simplement le fait que cet effet introduit des structures qui se superposent au signal. L'extraction du signal est donc rendue difficile et probablement biaisée à cause du bruit de fond non trivial.

5.3.2 Origine venant du mélange d'événements avec une émission anisotrope de particules

L'origine de cet effet provient du caractère asymétrique dans le plan transverse des événements analysés. En effet, la distribution angulaire dans le plan transverse des traces émises par la collision n'est en général pas uniforme. Le caractère anisotrope de cette émission de particules dans les collisions d'ions lourds est notamment dû au flot anisotrope, décrit au paragraphe 1.3.3. Bien que le phénomène de flot ne soit pas l'objet de cette thèse, le caractère anisotrope des événements analysés agit directement sur la forme des spectres en masse invariante obtenus par mélange d'événements. Le formalisme employé dans l'analyse du flot a donc été employé pour caractériser cet effet et pour calculer les corrections.

Un exemple de production de flot dans une collision d'ions lourds est schématisé

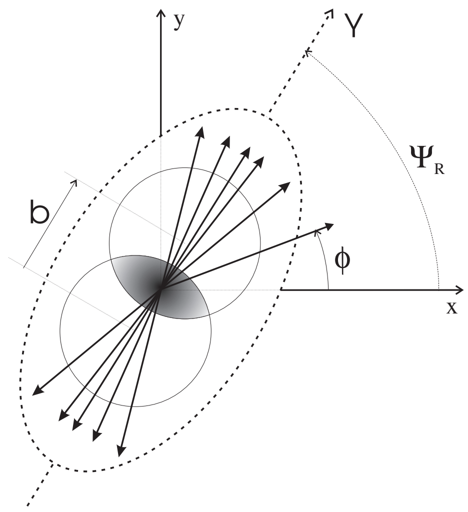

FIG. 5.5 – Illustration dans le plan transverse du flot dans une collision non centrale d'ions lourds ultra-relativistes.

sur la figure 5.5 et permet de définir les principales variables utiles à nos calculs. La figure illustre la collision de deux noyaux avec un paramètre d'impact b. La zone de recouvrement grisée représente les nucléons qui subissent les interactions dans les deux noyaux. Un plan de réaction est défini par l'axe Y qui fait un angle Ψ_R avec l'axe $\vec{x}$. Le flot est généralement analysé en comparant dans le plan transverse $(\vec{x}, \vec{y})$ les angles ϕ d'émission des particules avec Ψ_R. Dans le cas des collisions d'ions lourds ultra-relativistes non centrales, le plan de la réaction est une zone d'émission préférentielle des particules. La forme de l'émission dans le plan transverse est elliptique en première approximation. Les collisions p+p peuvent être représentées d'une façon similaire. Les processus de production de particules dans ces collisions sont fortement anisotropes. La production de *di-jets* par exemple résulte en une émission de forme elliptique. Les collisions p+p présentent donc une distribution angulaire de particules non-uniforme. Dans ce cas, le plan de la réaction n'existe pas à proprement parler, mais un plan d'émission favorisée peut être imaginé pour des événements génériques. Ce plan définit alors un angle Ψ_R par rapport à $\vec{x}$.

La figure 5.6 permet d'expliquer l'erreur introduite par le caractère anisotrope de l'émission de particules sur les spectres construits par la technique du mélange d'événements. Les distributions de deux types de particules sont représentées en lignes continues et lignes pointillées sous la forme d'émissions elliptiques. La partie gauche de la figure représente le cas de la distribution réelle, remplie par les combinaisons de deux types de particules d'un même événement. Les distributions angulaires de ces particules sont alignées sur le même plan de réaction et les angles relatifs entre deux particules proches de 0 ou de 2π sont favorisés. Dans la mesure où le calcul de la masse invariante dépend entre autre de l'angle entre les deux particules associées, la distribution réelle en masse invariante est donc influencée par l'anisotropie du système. Sur la partie droite de la figure 5.6, la distribution mixée est construite à partir du mélange de particules issues d'événements différents. Les plans de réaction de ces événements sont définis par la localisation des noyaux au moment de l'impact et sont

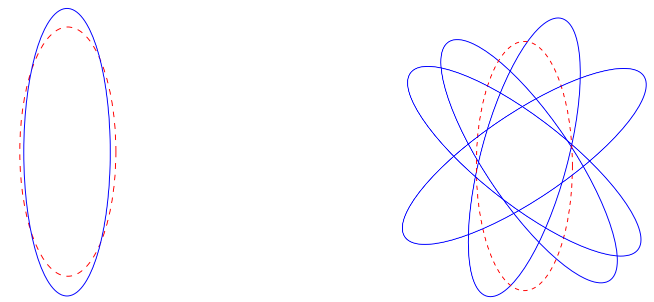

FIG. 5.6 – Émissions superposées dans le plan transverse de deux types de particules dans le cas d'un même événement et dans celui d'événements mélangés.

donc aléatoires. Il n'y a donc plus d'angles relatifs systématiquement favorisés lors de la combinaison de deux particules. La distribution mixée n'est donc pas sensible au caractère anisotrope des événements. Le rapport des distributions réelle et mixée doit donc refléter cette différence. Nous verrons dans les paragraphes suivant que cette différence peut être calculée et corrigée par l'intermédiaire du formalisme mathématique du flot.

5.3.3 Modélisation grâce à la décomposition de Fourier de l'expansion azimutale

Le calcul de la contribution dans les spectres de l'asymétrie azimutale peut se faire pour chaque canal en masse invariante. L'équation 5.3 se traduit par :

$$N = N_{réelle} - \alpha N_{mixée} \tag{5.4}$$

où N est le nombre d'entrées dans le canal du spectre en masse invariante, $N_{réelle}$ le nombre d'entrées dans le canal de la distribution réelle et $N_{mixée}$ le nombre d'entrées dans le canal de la distribution mixée. Ces nombres sont le résultat de la combinaison des espaces de phases de deux types de particules. Ils peuvent être exprimés selon les taux de production différentiels d^3N/d^3p des particules de type 1 et de type 2.

Expression de $N_{réelle}$:

$N_{réelle}$ est ainsi égal à :

$$N_{réelle} = \int d^3p_1 d^3p_2 \left(\frac{d^3N}{d^3p_1}\frac{d^3N}{d^3p_2}\right)_{réelle} \delta\left[M_{inv}(\vec{p_1},\vec{p_2}) - M_{canal}\right] \tag{5.5}$$

L'utilisation de la fonction δ traduit le fait que la somme est faite sur les combinaisons dont la masse invariante est comprise dans l'intervalle en masse invariante du canal. Grâce à cette relation, nous pouvons introduire la dépendance azimutale de la production de particules, puis mettre en évidence les corrélations angulaires qui apparaissent entre deux particules dans le cas de la distribution réelle. Après le changement de variable :

$$d^3p = Ep_Tdp_Tdyd\phi \tag{5.6}$$

la dépendance azimutale est classiquement introduite par un développement de Fourier :

$$\frac{dN}{d(\phi-\Psi_R)} = \frac{1}{N}\frac{1}{2\pi}\left\{1+2\sum_{n=1}^{\infty}V_n\cos n(\phi-\Psi_R)\right\} \tag{5.7}$$

Les angles ϕ sont les angles d'émission des particules dans le plan transverse et Ψ_R est l'angle du plan de la réaction (voir le schéma de la figure 5.5). Les coefficients V_n caractérisent la forme de l'émission de particules. Leurs valeurs définissent l'amplitude de l'anisotropie. Un coefficient V_2 non nul indique par exemple une émission elliptique de particules. À ce stade, il convient de dissocier ces coefficients de l'éventuelle valeur du flot. C'est l'anisotropie totale et effective des événements qui influe sur les spectres en masse invariante. Les coefficients V_n la représentent donc quels que soient les phénomènes physiques à son origine.

Grâce aux équations 5.6 et 5.7, le produit des taux de production différentiels de deux types de particules émises par le même événement peut s'écrire comme :

$$\frac{d^3N}{d^3p_1}\frac{d^3N}{d^3p_2} = \frac{1}{E_1p_{T_1}}\frac{d^3N}{dp_{T_1}dy_1d\phi_1}\frac{1}{E_2p_{T_2}}\frac{d^3N}{dp_{T_2}dy_2d\phi_2} \tag{5.8}$$

$$= \frac{1}{(2\pi)^2}\frac{1}{E_1p_{T_1}}\frac{d^2N}{dp_{T_1}dy_1}\frac{1}{E_2p_{T_2}}\frac{d^2N}{dp_{T_2}dy_2} \tag{5.9}$$

$$\times \left\{1+2\sum_{n=1}^{\infty}V_n^{(1)}\cos n(\phi_1-\Psi_R)\right\}\left\{1+2\sum_{m=1}^{\infty}V_m^{(2)}\cos m(\phi_2-\Psi_R)\right\}$$

Cette expression représente la combinaison des espaces de phases des particules de type 1 et 2, venant d'un événement dont l'angle de référence est Ψ_R. Pour calculer l'expression du comportement global lorsque plusieurs événements sont pris en compte, il faut intégrer sur tous les angles Ψ_R possibles. Le produit des taux de production dans l'équation 5.8 doit être remplacée par :

$$\left(\frac{d^3N}{d^3p_1}\frac{d^3N}{d^3p_2}\right)_{\textit{réelle}} \longrightarrow \frac{1}{2\pi}\int d\Psi_R\frac{d^3N}{d^3p_1}\frac{d^3N}{d^3p_2} \tag{5.10}$$

L'intégration du terme de droite est effectuée en le remplaçant par son expression dans l'équation 5.9 et en remarquant que :

$$\int_0^{2\pi} d\Psi_R\left\{1+2\sum_{n=1}^{\infty}V_n^{(1)}\cos n(\phi_1-\Psi_R)\right\}\left\{1+2\sum_{m=1}^{\infty}V_m^{(2)}\cos m(\phi_2-\Psi_R)\right\}$$

$$= 2\pi\left\{1+2\sum_{n=1}^{\infty}V_n^{(1)}V_n^{(2)}\cos n(\phi_1-\phi_2)\right\} \tag{5.11}$$

Le résultat de cette intégrale est obtenu par le développement des accolades. Un grand nombre de termes sont alors de la forme $x\cos(n\Psi_R)$ où n est un entier et x une valeur réelle quelconque. Le résultat de l'intégration sur Ψ_R de 0 à 2π est donc nul. Seuls subsistent les termes où Ψ_R disparaît. La corrélation angulaire en $\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2$ apparaît ainsi clairement. L'expression finale de $N_{réelle}$ peut désormais s'écrire :

$$\begin{aligned} N_{réelle} &= \frac{1}{(2\pi)^2}\int dp_{t_1}d\phi_1 dy_1 dp_{t_2}d\phi_2 dy_2 \left|\frac{d^2N}{dp_{T_1}dy_1}\frac{d^2N}{dp_{T_2}dy_2}\right|_{réelle} \\ &\times \left\{1 + 2\sum_{n=1}^{\infty} V_n^{(1)}V_n^{(2)}\cos n(\phi_1 - \phi_2)\right\}\delta\left[M_{inv}(\vec{p_1},\vec{p_2}) - M_{canal}\right] \end{aligned} \tag{5.12}$$

<u>**Expression de $N_{mixée}$:**</u>

L'expression de $N_{mixée}$ peut être exprimée selon le même principe :

$$N_{mixée} = \int d^3p_1 d^3p_2 \left(\frac{d^3N}{d^3p_1}\frac{d^3N}{d^3p_2}\right)_{mixée} \delta\left[M_{inv}(\vec{p_1},\vec{p_2}) - M_{canal}\right] \tag{5.13}$$

En revanche les deux types de particules proviennent d'événements différents. Il y a donc deux plans de réaction distincts Ψ_R^1et Ψ_R^2. Le produit des taux de production des deux types de particules s'exprime alors par :

$$\begin{aligned} \frac{d^3N}{d^3p_1}\frac{d^3N}{d^3p_2} &= \frac{1}{(2\pi)^2}\frac{1}{E_1p_{T_1}}\frac{d^2N}{dp_{T_1}dy_1}\frac{1}{E_2p_{T_2}}\frac{d^2N}{dp_{T_2}dy_2} \\ &\times \left\{1 + 2\sum_{n=1}^{\infty} V_n^{(1)}\cos n(\phi_1 - \Psi_R^1)\right\}\left\{1 + 2\sum_{m=1}^{\infty} V_m^{(2)}\cos m(\phi_2 - \Psi_R^2)\right\} \end{aligned} \tag{5.14}$$

L'intégration sur Ψ_R^1 et Ψ_R^2 se fait également très facilement. Ces deux angles sont distincts et différents. Il n'existe donc pas de termes où ils sont absents. Tous les termes en cosinus dans l'intégrale sont donc nuls après intégration et nous obtenons directement :

$$\left(\frac{d^3N}{d^3p_1}\frac{d^3N}{d^3p_2}\right)_{mixée} = \frac{1}{(2\pi)^2}\frac{1}{E_1p_{T_1}}\frac{1}{E_2p_{T_2}}\left|\frac{d^2N}{dp_{t_1}dy_1}\frac{d^2N}{dp_{t_2}dy_2}\right|_{mixée}$$

L'expression de $N_{mixée}$ qui en découle ne montre donc pas de dépendance envers l'anisotropie des événements analysés :

$$\begin{aligned} N_{mixée} &= \frac{1}{(2\pi)^2}\int dp_{t_1}d\phi_1 dy_1 dp_{t_2}d\phi_2 dy_2 \\ &\times \left|\frac{d^2N}{dp_{t_1}dy_1}\frac{d^2N}{dp_{t_2}dy_2}\right|_{mixée} \delta\left[M_{inv}(\vec{p_1},\vec{p_2}) - M_{canal}\right] \end{aligned} \tag{5.15}$$

L'influence du flot sur la distribution réelle est ainsi retrouvée alors que la distribution mixée n'y est pas sensible. Ces comportements sont bien ceux attendus au paragraphe 5.3.2.

Expression de l'effet dans les spectres en masse invariante :

La forme caractéristique sur les spectres en masse invariante peut maintenant être explicitée en remplaçant $N_{réelle}$ et $N_{mixée}$ dans l'équation 5.4 par leurs expressions respectives. En omettant le facteur $1/(2\pi)^2$ et en notant la fonction $\delta(M_{inv} - M_{canal})$, on obtient :

$$
\begin{aligned}
N &= \int dp_{t_1} d\phi_1 dy_1 dp_{t_2} d\phi_2 dy_2 \left| \frac{d^2N}{dp_{t_1}dy_1} \frac{d^2N}{dp_{t_2}dy_2} \right|_{réelle} \delta(M_{inv} - M_{canal}) \quad (a) \\
&- \alpha \int dp_{t_1} d\phi_1 dy_1 dp_{t_2} d\phi_2 dy_2 \left| \frac{d^2N}{dp_{t_1}dy_1} \frac{d^2N}{dp_{t_2}dy_2} \right|_{mixée} \delta(M_{inv} - M_{canal}) \quad (b) \\
&+ \int dp_{t_1} d\phi_1 dy_1 dp_{t_2} d\phi_2 dy_2 \left| \frac{d^2N}{dp_{t_1}dy_1} \frac{d^2N}{dp_{t_2}dy_2} \right|_{réelle} \delta(M_{inv} - M_{canal}) \\
&\times \; 2\sum_{n=1}^{\infty} V_n^{(1)} V_n^{(2)} \cos n(\phi_1 - \phi_2) \quad (c)
\end{aligned}
\tag{5.16}
$$

Cette équation fournit une explication sur le comportement des spectres en masse invariante obtenus par mélange d'événements. Lorsque les événements analysés émettent des particules de façon isotrope, les coefficients V_n sont nuls et le terme (c) n'existe pas. Les termes (a) et (b) sont similaires en dehors des corrélations entre particules d'un même événement. Leur différence, distribuée selon la masse invariante, produit effectivement un spectre en masse invariante où le fond combinatoire a été soustrait. Cependant, lorsque les événements sont anisotropes, un troisième terme (c) venant de la distribution réelle se rajoute à l'expression de N. Ce terme n'est pas reproduit par la distribution mixée et apparaît donc directement sur le spectre en masse invariante, après soustraction de la distribution mixée. L'équation 5.16 indique ainsi que l'émission anisotrope de particules entraîne obligatoirement l'apparition d'un terme (c) dans les distributions en masse invariante, dépendant de l'ampleur de cette anisotropie pour les particules sélectionnées. Il reste à démontrer que ce terme induit la forme effectivement observée dans la figure 5.4 et que son amplitude correspond.

5.3.4 Correction

5.3.4.1 Reproduction de l'influence de l'anisotropie sur la distribution mixée

La forme observée sur la figure 5.4 traduit simplement le fait que la distribution mixée ne reproduit pas correctement le fond combinatoire de la distribution réelle. Les calculs développés dans ce chapitre montrent qu'effectivement les deux distributions doivent être différentes lorsque l'émission de particules par les événements analysés est anisotrope. L'erreur introduite pour une masse donnée est exprimée par le terme (c) de l'équation 5.16. Pour corriger cette erreur il suffit de faire en sorte que la distribution mixée reproduise le comportement de la distribution réelle, c'est-à-dire qu'elle contienne la même dépendance envers l'anisotropie du système. Le terme (c) explicite l'expression de cette dépendance en fonction des coefficients V_n, qui peuvent auparavant être mesurés. Ainsi le terme $N_{mixée}$ de l'équation 5.15 peut être remplacée par le terme :

$$\begin{aligned} N'_{mixée} &= \frac{1}{(2\pi)^2} \int dp_{t_1} d\phi_1 dy_1 dp_{t_2} d\phi_2 dy_2 \left| \frac{d^2N}{dp_{t_1} dy_1} \frac{d^2N}{dp_{t_2} dy_2} \right|_{mixée} \\ &\times \left(1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} V_n^{(1)} V_n^{(2)} \cos n(\phi_1 - \phi_2) \right) \delta(M_{inv} - M_{canal}) \end{aligned} \quad (5.17)$$

qui reproduit la forme de $N_{réelle}$ de l'équation 5.12. La différence entre ces deux expressions permet cette fois-ci de supprimer la dépendance envers l'anisotropie du système dans les spectres finals. Comme la distribution mixée a été modifiée, il convient auparavant de déterminer un nouveau coefficient de normalisation α' de la même manière que précédemment et de calculer le nouveau nombre d'entrées dans le spectre en masse invariante :

$$N' = N_{réelle} - \alpha' N'_{mixée}. \quad (5.18)$$

5.3.4.2 Application expérimentale

Expérimentalement, le nombre d'entrées dans chaque canal de la distribution mixée est égal au nombre de paires avec la masse invariante correspondante. La correction revient à ajouter, pour chaque paire (i, j) comptée dans le canal en masse invariante, un terme $2V_n^i V_n^j \cos n(\phi_i - \phi_j)$ où ϕ_i et ϕ_j sont les angles azimutaux des particules i et j et V_n^i et V_n^j sont leurs coefficients de flot. La valeur pour un canal s'exprime donc formellement :

$$N'_{mixée} = \sum_{événements} \sum_{paires\,(i,j)}^{M_{inv}=M_{canal}} \left(1 + 2 \sum_{n}^{n \leq 4} V_n^i V_n^j \cos n(\phi_i - \phi_j) \right).$$

Les coefficients V_n sont généralement fonction de l'impulsion transverse des particules. Ils doivent être mesurés sur l'ensemble des événements avant d'effectuer l'analyse en masse invariante des résonances. La mesure de ces coefficients doit également prendre en compte toutes les sources d'anisotropie dans les événements analysés, de la même manière que les spectres en masse invariante sont sensibles à tous les phénomènes contribuant à donner des V_n non nuls. Enfin elle doit pouvoir être faite même lorsque le plan de la réaction est très mal ou pas du tout défini. Toutes ces raisons font que la mesure des coefficients V_n a été effectuée par la méthode décrite dans l'annexe A. Cette méthode s'écarte des méthodes employées notamment dans STAR pour mesurer le flot elliptique V_2 [68]. Celles-ci doivent en premier lieu mesurer le plan de la réaction et sont, de plus, développées pour annuler les contributions autres que le flot dans la mesure du V_2, telles que les décroissances de résonances.

Une fois que les événements ont été analysés et que les termes $V_n^i V_n^j \cos n(\phi_i - \phi_j)$ ont été calculés en même temps que la distribution mixée, il est d'abord intéressant de comparer la distribution de ces termes normalisée par le facteur α' avec le spectre

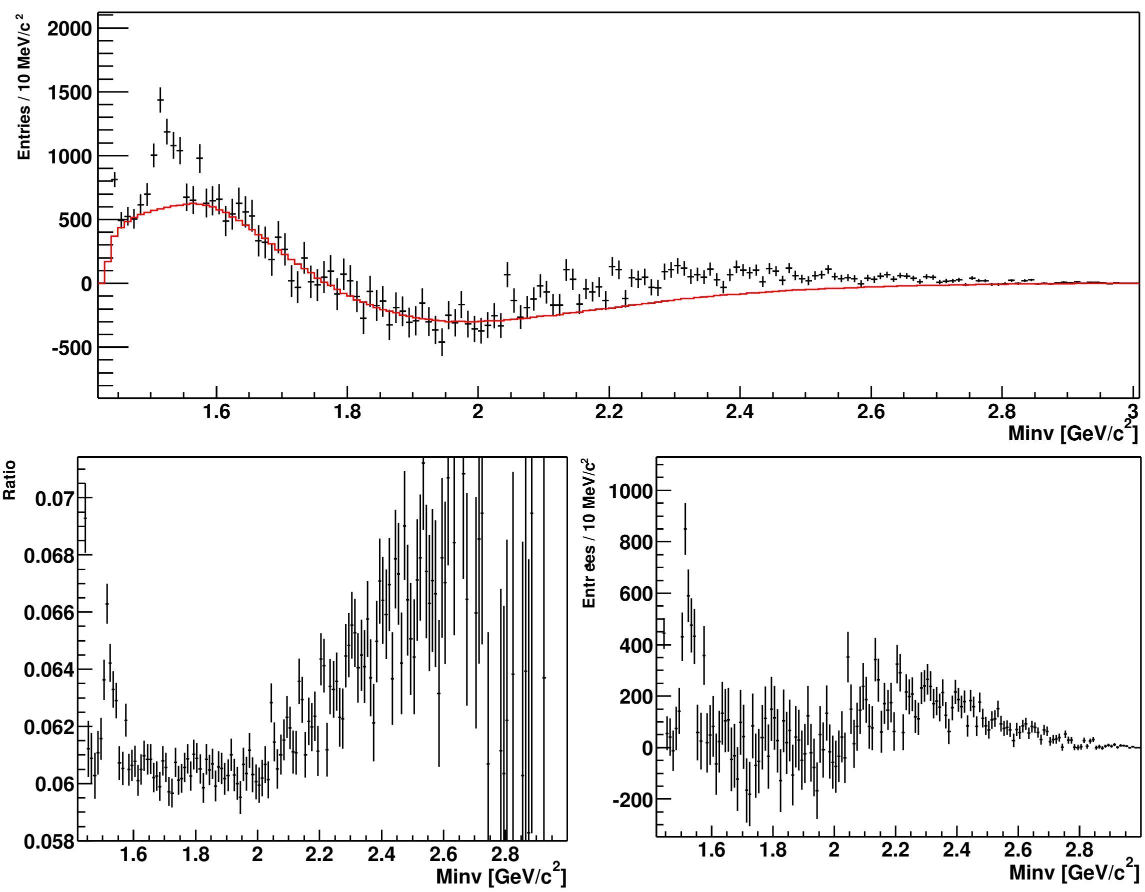

FIG. 5.7 – Correction de l'effet de l'anisotropie superposée au spectre en masse invariante avant correction. Rapport et différence des distributions réelle et mixée après correction.

en masse invariante sans la correction. La figure 5.7 montre que ces deux distributions s'ajustent en dehors du pic de $\Lambda(1520)$ et sur une grande partie du spectre. La forme observée correspond donc bien à l'effet de l'anisotropie et les calculs de ce chapitre le décrivent correctement. La figure 5.7 contient également le rapport des distributions mixée (normalisée par α') et réelle et le nouveau spectre en masse invariante après la correction. Celle-ci semble satisfaisante pour un intervalle allant de la masse minimum jusqu'à 2 GeV/c^2. Ensuite un écart subsiste entre distribution réelle et distribution mixée corrigée.

5.3.4.3 Biais introduit par cette correction

Les biais introduits par cette correction sont quasiment nuls. En effet on pourrait s'attendre à un biais si le terme ajouté à chaque canal variait brusquement en fonction de la masse. La correction calculée est une somme de termes en $\cos n(\phi_i - \phi_j)$ qui accumule les contributions de toutes les paires sélectionnées. Une variation brusque de cette somme indiquerait que les angles d'émissions des particules issues des paires à la masse invariante correspondante sont corrélées de manière différente. Cette différence de comportement ne peut venir que des particules émises par la décroissance de la résonance elle-même. Or, même si les coefficients V_n de ses particules filles était vraiment différent, leur contribution ne pourrait être que de l'ordre de la proportion de résonances dans l'échantillon et donc du rapport signal sur bruit original. Ce rapport signal sur bruit est toujours très petit dans le cas des résonances, de l'ordre de 1/1800 pour les $\Lambda(1520)$ dans les collisions p+p, qui est un cas assez favorable. Le biais introduit par cet intermédiaire est donc négligeable. Il peut de plus être contrôlé par l'observation en fonction de la masse de la somme $\sum_n V_n^i V_n^j \cos n(\phi_i - \phi_j)$, qui est le seul terme ajouté. La courbe que dessine ce terme varie doucement avec la masse. Elle corrige donc la forme du fond combinatoire sans apporter d'erreur supplémentaire.

5.3.4.4 Mélange par catégories de plan de la réaction

Une correction de l'effet de l'anisotropie aurait pu être de mélanger les événements par catégories d'angle du plan de la réaction. En effet, cela permet d'aligner les distributions angulaires entre événements mélangés, de la même façon qu'elles le sont pour des particules d'un même événement. Du point de vue mathématique, cette méthode tend à faire coïncider ψ_R^1 et ψ_R^2 dans l'équation 5.14. Ces deux angles peuvent alors s'annuler et l'expression du nombre d'entrées dans la distribution mixée devient similaire à celle du nombre d'entrées dans la distribution réelle. Cette technique tend ainsi également à rétablir la dépendance de la distribution mixée envers l'anisotropie des événements. Elle n'est cependant valable que lorsque le plan de la réaction peut être déterminé avec précision. Elle ne s'applique pas pour les collisions p+p et les collisions d'ions lourds périphériques, où le nombre de particules est trop petit pour définir un plan de réaction. La méthode sera également toujours limitée par la dispersion des angles au sein d'une même catégorie d'événements. Cette dispersion provient du nombre forcément limité de catégories angulaires, et de la résolution sur la mesure des angles ψ_R. Cette résolution en ψ_R dépend, de plus, du nombre de particules et de l'amplitude de l'anisotropie.

Chapitre 6

Analyse de la production de $\Lambda(1520)$ à RHIC

Nous nous proposons de mesurer, grâce au dispositif expérimental de STAR, la production des $\Lambda(1520)$ dans les collisions de biais minimum p+p et Au+Au au RHIC à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. La production des Λ est également mesurée en parallèle. Elle permet en effet d'évaluer la technique d'analyse par comparaison avec les autres méthodes disponibles pour le Λ. Elle constitue de plus une référence utile dans l'analyse de la production de $\Lambda(1520)$.

Ce chapitre sera consacré aux éléments qui définissent les mesures expérimentales. La méthode générale et les coupures qui permettent de mettre en évidence le signal de $\Lambda(1520)$ sont d'abord expliquées. Nous présentons ensuite les analyses réalisées pour les deux types de particules et pour les collisions p+p et Au+Au de biais minimum. Les caractéristiques des événements analysés et notamment la subdivision des événements Au+Au en catégories de centralité sont expliquées. Les différentes coupures expérimentales sont détaillées selon la particule et le type de collisions considéré.

Dans ce chapitre, les notions d'acceptance et d'efficacité du détecteur sont employées, notamment pour expliquer les limitations des analyses. Elles seront toutefois expliquées et calculées dans le prochain chapitre qui traitera des corrections des valeurs mesurées.

6.1 Analyse en masse invariante et coupures

6.1.1 Distributions en masse invariante

La détection des $\Lambda(1520)$ se fait par analyse en masse invariante. La technique employée dans le cas des résonances, c'est-à-dire le mélange d'événements, est expliquée dans le chapitre 5. Le canal de décroissance utilisé est celui de la réaction 6.1 dont le taux d'embranchement est de 22.5%.

$$\Lambda(1520) \quad \rightarrow \quad p + K^{-} \tag{6.1}$$

Le calcul de la masse invariante de chaque paire se fait par l'intermédiaire de l'équation 6.2, qui utilise les impulsions mesurées $\vec{p_1}$ pour les protons et $\vec{p_2}$ pour les kaons. Les

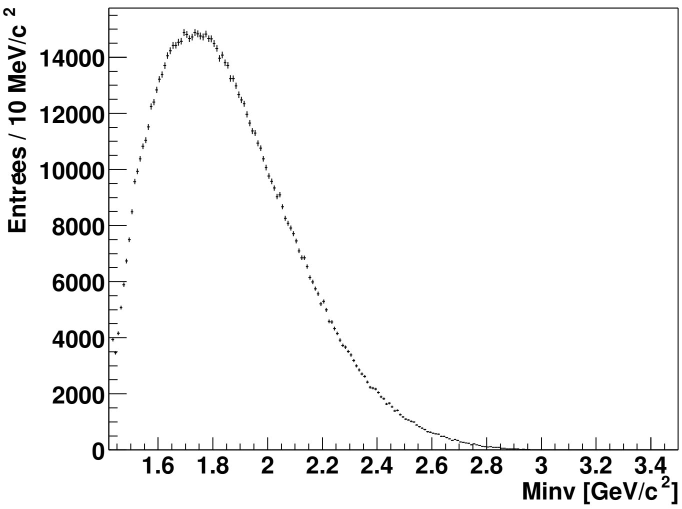

FIG. 6.1 – Distribution réelle des paires (p,K^-) dans les collisions p+p.

masses m_1 et m_2 de ces produits de réactions correspondent aux valeurs du *Particle Data Group* [44].

$$m_{inv} \quad = \quad \sqrt{\left(\sqrt{m_1^2 + p_1^2} + \sqrt{m_2^2 + p_2^2}\right)^2 - (\vec{p_1} + \vec{p_2})^2} \tag{6.2}$$

La première étape de l'analyse a été de mettre en évidence le signal de $\Lambda(1520)$. Du fait de sa masse, le taux de production du $\Lambda(1520)$ est en effet très faible. La difficulté relative aux résonances apparaît notamment au niveau de la réjection du bruit de fond. Les produits de décroissance des résonances semblent provenir du vertex primaire. La recherche du signal requiert donc la combinaison de toutes les particules primaires, identifiées comme étant du type des produits de décroissance. Dès lors que le taux de production du signal recherché est très inférieur au taux de production des produits de décroissance, la nécessité d'additionner ce nombre important de combinaisons entraîne automatiquement un rapport signal sur bruit très faible. La distribution réelle en masse invariante qui en découle prend alors la forme visible sur la figure 6.1, qui représente la distribution obtenue avec 10 millions d'événements p+p. Il est possible de reproduire la forme du fond combinatoire de ce spectre et de la soustraire pour extraire le signal. Néanmoins les combinaisons de particules rendent cette méthode sensible aux effets d'anisotropie d'émission des produits de réaction, tels que les effets collectifs des collisions d'ions lourds. Nous avons également vu au chapitre 5 comme ces effets se manifestent et comment nous pouvons les corriger en conséquence. Tous les spectres en masse invariante de ce chapitre sont donc corrigés de l'effet de l'asymétrie azimutale.

6.1.2 Objectif des coupures

L'erreur statistique est fixée par le nombre d'entrées dans les canaux de la distribution réelle, à l'endroit du pic de signal. En d'autres termes, l'erreur statistique sur le signal est déterminée, au départ, par le nombre de combinaisons sélectionnées pour remplir la distribution de la figure 6.1. Cette erreur est indépendante de la hauteur du signal après soustraction du bruit de fond. Les coupures doivent donc diminuer le plus possible le nombre de combinaisons et par conséquent l'erreur statistique. Elles peuvent être appliquées à deux niveaux distincts : d'abord sur les traces disponibles et ensuite sur les paires formées par association de ces traces. Les coupures doivent ensuite permettre de garder les bonnes associations de produits de décroissance, c'est-à-dire assurer une acceptance et une efficacité suffisantes pour obtenir la plus grande quantité de signal. Le but est ainsi de maximiser le rapport signal sur bruit final, la variation des coupures ayant des effets antagonistes. Le signal est alors directement lié au taux de production du $\Lambda(1520)$ combiné avec l'acceptance et l'efficacité du détecteur, alors que le bruit provient de la combinatoire initiale.

La pureté des échantillons de particules est également capitale. Elle permet d'éviter au maximum toutes les corrélations à deux particules qui pourraient apparaître sur les distributions réelles. Ces corrélations sont par exemple les décroissances d'autres particules instables (hypérons, résonances, ...) ou les interactions coulombiennes lorsque l'impulsion relative entre les deux particules est faible. L'effet des divers corrélations à deux particules est notamment important lorsqu'une erreur non négligeable est commise durant l'identification des particules. Dans ce cas, de nombreuses corrélations entre les divers types de particules s'ajoutent sur le spectre de manière non-triviale. Un exemple de pollution significative provient des particules étranges telles que les K_s^0 ou les Λ. Leurs taux de production est supérieur à celui des $\Lambda(1520)$ et leurs produits de décroissance peuvent être sélectionnés par erreur.

6.1.3 Les coupures sur les traces

Les possibilités de coupures dans le cas de l'analyse des $\Lambda(1520)$ sont relativement limitées. Les combinaisons sont effectuées entre les traces primaires. La trajectoire de ces traces a été réajustée avec la position du vertex primaire. Leur impulsion est donc déterminée à l'emplacement du vertex primaire et de manière plus précise grâce à cet ajustement. Les produits de décroissance des résonances sont émis à quelques fermis de ce vertex. L'impulsion des traces primaires peut donc servir directement au calcul de la masse invariante des résonances de l'équation 6.2. L'utilisation des seules traces primaires permet de plus de rejeter une partie des traces provenant de vertex secondaires et qui sont enregistrées dans l'ensemble des traces globales.

6.1.3.1 Qualité des traces

Nous utilisons des critères de qualité pour sélectionner les traces. L'objectif est de supprimer les traces qui n'ont pas été correctement détectées. Les particules avec une impulsion de 50 MeV/c décrivent une hélice dont le diamètre n'est que de 67 cm dans un champ magnétique uniforme de 0.5 tesla. Une trace primaire de cette impulsion atteint donc difficilement la TPC dont le rayon interne est de 50 cm. Les traces dont l'impulsion est trop faible sont alors probablement des fausses traces qui sont donc supprimées par une coupure sur la valeur minimale de l'impulsion. La coupure est généralement $p > 0.1$ GeV/c pour les deux produits de décroissance.

La qualité d'une trace dépend également du nombre de points de la TPC utilisés.

L'impulsion des traces dont le nombre de points est inférieur à 12 est généralement erronée. Le nombre de points n'est en effet pas suffisant pour déterminée avec précision les perte d'énergie et trajectoire correctes. Seules les traces dont le nombre de points est supérieur ou égale à 15 sont gardées pour les analyses.

6.1.3.2 Identification des particules

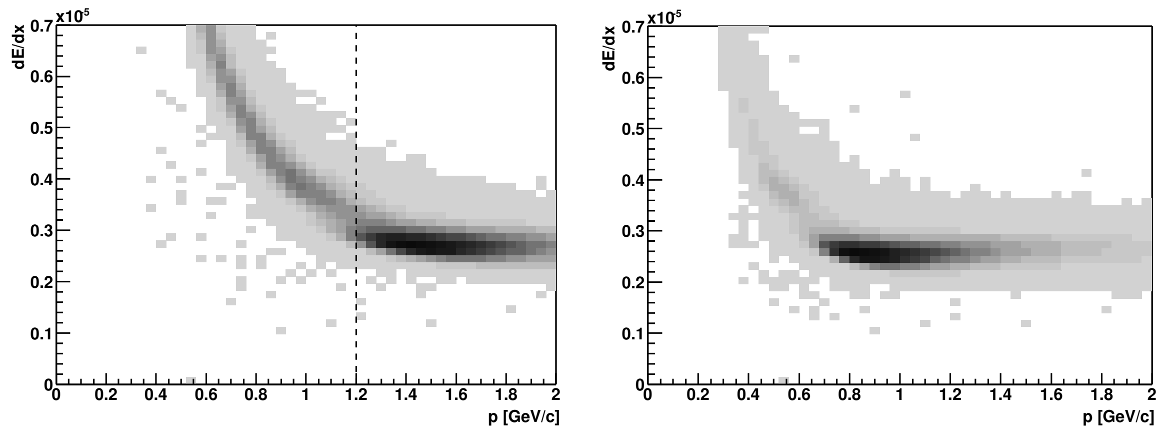

FIG. 6.2 – Perte d'énergie en fonction des impulsions, à gauche des candidats protons ($\sigma_{proton} < 2$) et à droite des candidats kaons ($\sigma_{kaon} < 2$). On distingue nettement la pollution des pions qui est éliminée pour les protons par une coupure en impulsion à 1.2 GeV/c.

Les principales coupures sur les traces primaires sont celles relatives à l'identification des particules. Ce sont elles qui assurent la plus grande partie de la réjection du bruit de fond et qui limitent les corrélations à deux particules à un niveau négligeable. Les capacités de STAR dans ce domaine sont pour l'instant uniquement dépendantes de la perte d'énergie des particules dans la TPC. Le premier outil disponible pour identifier une particule est la différence entre la valeur mesurée de sa perte d'énergie et la valeur théorique calculée selon sa masse supposée. Cette différence est définie à la fin du chapitre 4. Elle est exprimée en terme d'écart-type et permet de sélectionner toutes les particules dont le nombre de σ relatif à une hypothèse en masse est inférieur à un certain seuil. Concrètement, cela revient à choisir une seule bande de la figure 4.12. La figure 6.2 représente ainsi à gauche les particules acceptées en tant que protons par $\sigma_{proton} < 2$ et à droite les particules acceptées en tant que kaons par $\sigma_{kaon} < 2$. Ces coupures assurent la sélection de 95.4% (2σ) des protons ou des kaons, de manière uniforme sur tout l'intervalle en impulsion. Elles n'empêchent cependant pas la contamination des pions lorsque les bandes de pertes d'énergie se recouvrent. Cette contamination est clairement visible sur la figure 6.2, où des pions apparaissent en sombre pour une perte d'énergie d'environ 0.28×10^{-5} (u.a.) et à partir de 1.2 GeV/c dans la bande des protons et de 0.6 GeV/c dans celle des kaons. Une coupure sur l'impulsion est donc nécessaire pour éviter la contamination des $\pi^{\pm}$. La ligne pointillée de la figure 6.2 représente la coupure effectuée sur les protons. Elle permet de supprimer la contamination des pions au-delà de cette valeur.

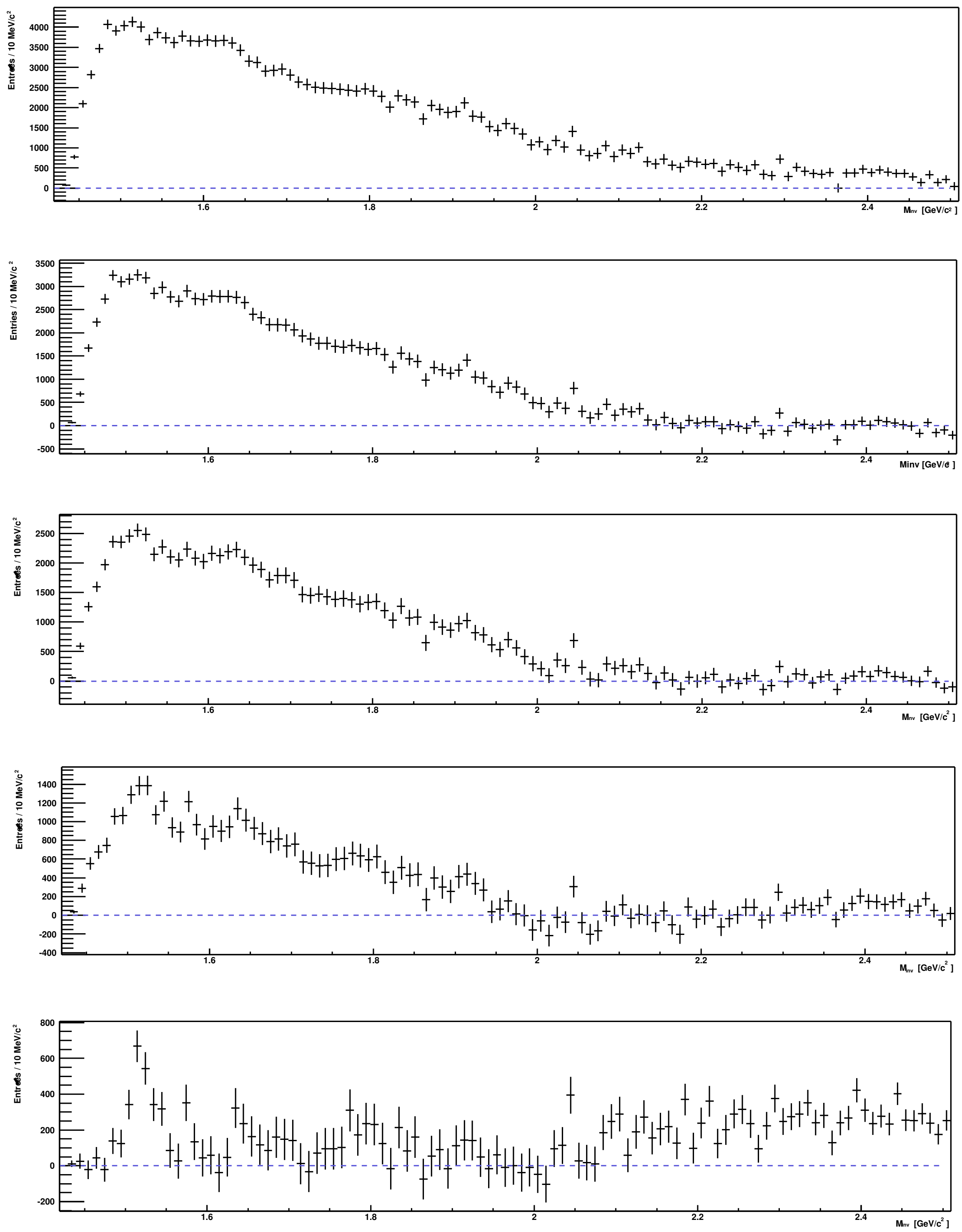

FIG. 6.3 – Spectres en masse invariante du $\Lambda(1520)$ dans les collisions p+p obtenus en limitant l'impulsion du proton successivement à 2, 1.8, 1.6, 1.4 et 1.2 GeV/c.

L'effet de cette coupure suivant la valeur maximale de l'impulsion des protons est représenté sur la figure 6.3. En bas de la figure, pour une valeur limitée à 1.2 GeV/c, le spectre en masse invariante montre clairement un pic de $\Lambda(1520)$ sur un fond plat. Un certains nombre de fluctuations apparaissent également, avec peut-être des traces de résonances dont la masse est supérieure à celle du $\Lambda(1520)$. Lorsque la coupure autorise une impulsion plus grande des protons, le signal est brusquement noyé dans le bruit de fond. Celui-ci augmente avec l'impulsion maximale et représente une pente descendante avec la masse invariante. Cette forme est caractéristique de la pollution des décroissances d'autres particules, qui est donc évitée par la coupure $p_{proton} < 1.2$ GeV/c. Cette coupure réduit également le nombre de candidats protons, qui sont pour beaucoup des pions au-delà de 1.2 GeV/c. Elle permet ainsi d'augmenter le rapport signal sur bruit du signal de $\Lambda(1520)$ jusqu'à ce que celui-ci soit visible.

Enfin la coupure sur l'impulsion des candidats kaons n'est pas utilisable pour cette analyse. La zone de superposition des bandes de perte d'énergie des pions et des kaons couvre une grande partie de l'intervalle en impulsion. Réduire cet intervalle pour éliminer la contamination des pions revient à supprimer également le signal.

6.1.4 Les coupures sur les paires

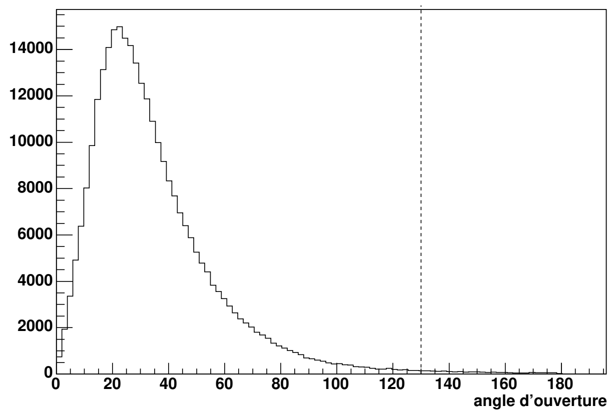

Fig. 6.4 – Angle d'ouverture dans le repère du laboratoire entre les produits de décroissance de $\Lambda(1520)$ simulés.

Les coupures peuvent être effectuées sur les paires. Une paire est formée par la combinaison de deux traces satisfaisant les coupures précédentes sur les traces. Elle peut néanmoins apparaître comme ayant peu de probabilité d'être l'association des produits de décroissance d'une seule et même résonance. Elle ne doit alors pas être utilisée pour remplir le spectre en masse invariante. Certains critères, qui permettent d'évaluer cette probabilité, sont basés sur la cinématique de décroissance de la résonance. Les variables employées sont par exemple l'angle d'émission des produits de décroissance dans le centre de masse, ou les variables du graphique d'Armenteros-Podolanski [69]. Néanmoins il convient d'utiliser ces critères avec beaucoup de réserves car ils peuvent induire une dépendance dans la distribution en impulsion des résonances et modifier les distributions en masse invariante. Bien qu'il fasse partie de cette catégorie de variables cinématiques, l'angle d'ouverture, dans le repère du laboratoire, entre les deux traces d'une paire donne une possibilité de coupure sans introduire de biais dans l'analyse. La distribution de cet angle entre deux traces est uniforme lorsque celles-ci sont prises au hasard. Au contraire les produits de décroissance du $\Lambda(1520)$ sont très rarement émis avec un angle supérieur à 130° (voir figure 6.4). Les paires dont les angles d'ouverture dépassent cette valeur ne sont donc pas retenues.

Les coupures sur les paires permettent également d'intégrer certains éléments de l'analyse. Les valeurs des taux de production des particules sont données par unité de rapidité. Il convient donc de fixer l'intervalle en rapidité sur lequel elles sont mesurées, puis de normaliser la valeur obtenue par l'étendue de l'intervalle. Le $\Lambda(1520)$ est un signal rare qui doit être maximisé en observant, à mi-rapidité, le plus grand intervalle en rapidité permis par la TPC de STAR. Les corrections aux abords des limites en rapidité sont toutefois limitées statistiquement et peuvent introduire des erreurs importantes. L'intervalle le plus étendu en rapidité des $\Lambda(1520)$ et qui remplit ces conditions est de $-0.8 < y_{\Lambda(1520)} < 0.8$. Seules les paires dont la rapidité est dans un intervalle inférieur ou égal à celui-ci sont donc acceptées.

6.2 Collisions p+p

Les collisions p+p constituent une première référence pour étudier ensuite les collisions Au+Au. Elles représentent en effet des collisions de deux nucléons à la même énergie de $\sqrt{s} = 200$ GeV. Un certain nombre de mécanismes ne sont cependant pas présents, tels que ceux qui découlent de la densité et de la température produites durant les collisions d'ions lourds. En particulier les collisions p+p ne peuvent pas produire de plasma de quarks et de gluons. Il est donc intéressant de comparer les taux de production de particules entre les collisions p+p et les collisions Au+Au. Du point de vue expérimental, l'analyse des $\Lambda(1520)$ dans les collisions p+p s'est révélée plus aisée. Bien qu'il ne soit que d'environ 1/1800, le rapport signal sur bruit obtenu au départ dans la distribution réelle est supérieur à celui obtenu dans les collisions Au+Au. La raison en est notamment la quantité importante d'événements p+p qui ont pu être enregistrés durant la première campagne du RHIC à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.

6.2.1 Déclenchement de biais minimum

Le dispositif expérimental de STAR enregistre les collisions p+p qui produisent un signal en coïncidence entre les deux BBC (pour *Beam Beam Counter*) placés de chaque côté du point d'interaction. Ces détecteurs mesurent la multiplicité des particules chargées dans un domaine de pseudo-rapidité de $3.3 < \eta < 5.0$. Ce système de déclenchement est principalement sensible aux événements NSD (pour *Non Singly Diffractive*). Il permet de disposer de collisions p+p de biais minimum avec un biais mesurable sur les taux de production [70]. La section efficace NSD mesurée est ici de 30.9 ± 3.5 mb.

6.2.1.1 Emplacement du vertex primaire

Les événements enregistrés durant la prise de données p+p possèdent une certaine extension sur l'axe $\vec{z}$. Cependant, lorsque un événement analysé est loin du centre de la TPC, l'acceptance de celle-ci diminue car un certain nombre de traces s'échappe en dehors de son volume utile. Contraindre au maximum la position du vertex permet alors de disposer d'événements où l'acceptance du détecteur est maximale. La mesure de cette position est effectuée par les BBC à partir du temps d'arrivée des particules en coïncidence. La précision sur cette mesure ne permet cependant pas de contraindre le vertex primaire à moins de 125 cm du centre de la TPC. En particulier, le déclenchement à la limite de cette valeur devient dépendant de la multiplicité des événements. Il favorise les événements de faibles multiplicités, qui laissent plus de signal à pseudo-rapidité élevée. Pour éviter ce biais, les collisions p+p analysées dans cette thèse seront celles dont le vertex primaire est distribué à ± 100 cm autour du centre de la TPC. La distribution de ces événements selon leur position le long de l'axe est représentée sur la figure 6.5. Le niveau du biais expérimental peut être vérifié à partir de la figure 6.6 qui représente la distribution des multiplicités moyennes des particules de l'ensemble des événements p+p sélectionnés.

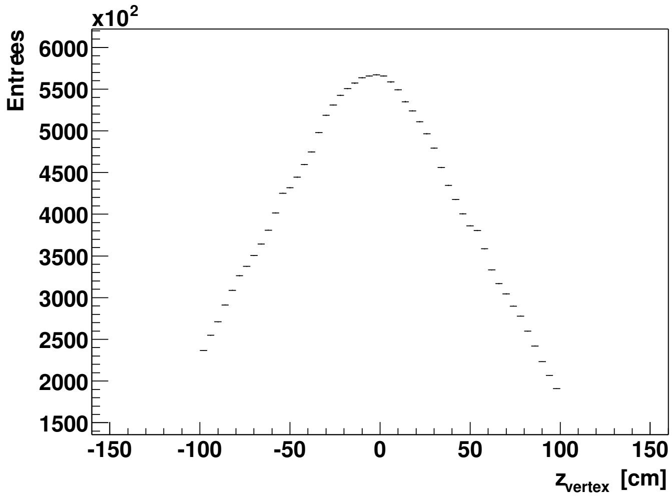

FIG. 6.5 – Distribution des vertex primaires le long de l'axe du faisceau pour les collisions p+p.

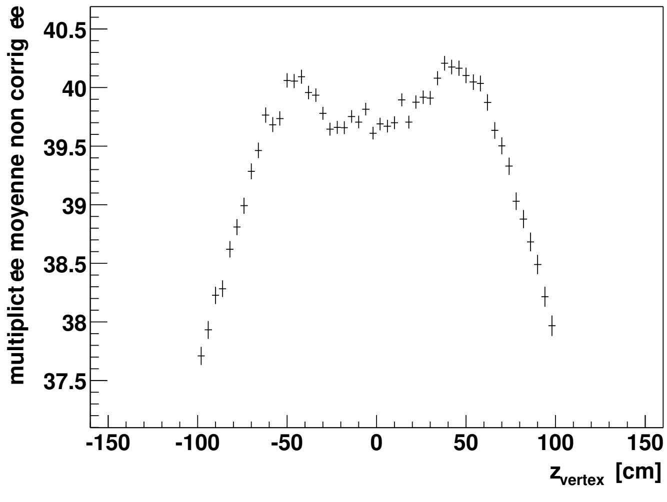

FIG. 6.6 – Distribution en fonction de z_{vertex} de la multiplicité moyenne de particules (non corrigée) pour les collisions p+p.

6.2.1.2 Correction de l'efficacité de reconstruction du vertex primaire

La détection d'un $\Lambda(1520)$ nécessite la localisation du vertex primaire de la collision p+p. Sans ce point, il n'est pas possible de déterminer l'impulsion des produits de décroissance à l'endroit où celle-ci a eu lieu. Les informations temporelles en provenance des BBC ne donnent cependant qu'une information selon l'axe du faisceau et à ± 20 cm. Il est donc nécessaire d'utiliser l'algorithme de reconstruction du vertex primaire qui fonctionne à partir des traces détectées. Cet algorithme est décrit au paragraphe 4.3.3. Il a notamment été développé pour les collisions Au+Au. Aussi la faible multiplicité des collisions p+p introduit une difficulté spécifique dans la détermination du vertex primaire. L'efficacité de reconstruction du vertex est notamment dépendante de cette multiplicité et diminue lorsque le nombre de particules primaires est faible. Elle introduit de ce fait un biais expérimental en diminuant spécifiquement le nombre de ces collisions.

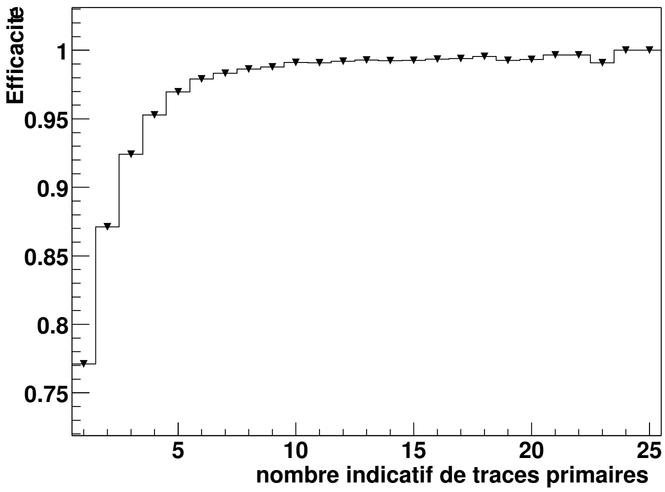

FIG. 6.7 – Efficacité de reconstruction du vertex primaire p+p en fonction du nombre indicatif de traces primaires.

Ce biais peut cependant être étudié à partir de simulations. Celles-ci doivent inclure le bruit particulier présent dans les collisions p+p. Les sources habituelles de bruit sont par exemple la diffusion des particules sur les matériaux du détecteur, ou les fausses traces produites par le bruit dans la TPC et les erreurs de l'algorithme de trajectographie. Les empilements d'événements représentent un bruit supplémentaire dans les collisions p+p. Ils apparaissent à cause de la grande luminosité du RHIC en mode p+p, qui induit une fréquence élevée de collisions. Des électrons secondaires de collisions précédentes peuvent alors encore être présent dans la TPC au moment de l'enregistrement d'une collision. Cet effet se traduit par l'apparition de traces supplémentaires dont l'origine n'est pas celle du vertex primaire. Pour tenir compte de ces conditions, les études menées sur l'efficacité de reconstruction du vertex primaire ont utilisé des événements simulés, intégrées dans le bruit de fond réel enregistré. Celui-ci est obtenu grâce aux événements dit "abort gap events". Ces événements se produisent lorsque les BBC détectent une coïncidence alors que les paquets de protons qui se croisaient au moment du déclenchement étaient vides. Ces événements sont donc enregistrés à cause du bruit de fond, alors qu'il n'y avait pas de collision. Il contiennent cependant les empilements venant des croisements précédents et sont parfaitement représentatifs du bruit de fond des collisions p+p. L'efficacité de reconstruction est obtenue en mesurant la proportion d'événements simulés dont le vertex primaire a été reconstruit dans le bruit ambiant de la TPC. La figure 6.7 représente cette efficacité en fonction d'un nombre indicatif de traces primaires. Ce nombre est la multiplicité de traces primaires dont le nombre de points par trace dépasse 15. Il est indépendant de la quantité d'empilements qui a varié selon la luminosité du RHIC. Il constitue donc une référence fixe pour l'ensemble des collisions p+p. La distribution de l'efficacité confirme que celle-ci diminue pour les faibles multiplicités. Elle atteint néanmoins l'unité à partir d'un nombre indicatif de traces primaires de 24.

La correction des spectres peut être effectuée à partir des efficacités de la figure 6.7. Le nombre indicatif de traces primaires est déterminé pour chaque collision. Le nombre d'entrées que cet événement ajoute aux distributions réelles et mixées est alors multiplié par l'inverse de l'efficacité correspondante. L'application de ce facteur correctif permet ainsi de compenser la sous-représentation des collisions de faible multiplicité. En contre-partie, elle revient à augmenter artificiellement le nombre de collisions analysées par un facteur d'environ 1.0712. C'est le nombre d'événements analysés multiplié par ce facteur qui sera pris en compte pour normaliser les taux de production. L'incertitude sur cette normalisation a globalement été évaluée à 14% dans les collisions p+p. Elle se traduira par une incertitude de 14% sur les taux de production de particules dans les collisions p+p.

6.2.2 Détection des $\Lambda(1520)$

6.2.2.1 Signal brut total

Les signaux de $\Lambda(1520)$ et de $\bar{\Lambda}(1520)$ ont été recherchés dans les collisions p+p à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Cette étude constitue une première étape dans la mesure où le rapport signal sur bruit est relativement plus important dans les collisions p+p. La technique des événements mélangés a été employée avec les traces primaires, qui ont été sélectionnées en tant que (anti-)protons d'une part et de kaons d'autre part. Un total de 10 175 474 événements p+p de biais minimum ont été utilisés. L'ensemble des coupures sont rassemblées dans le tableau 6.1.

Particules	perte d'énergie	impulsion [GeV/c]	nombre de points
p & $\bar{p}$	$\sigma_{proton} < 2$	$0.1 < p < 1.2$	≥ 15
K^- & K^+	$\sigma_{kaon} < 2$	$0.1 < p < 1.7$	≥ 15

Paires	angle d'ouverture	rapidité des $\Lambda(1520)$ ou $\bar{\Lambda}(1520)$
	$0 < \theta < 130$	$-0.75 < y_{\Lambda(1520)} < 0.75$

TAB. 6.1 – Coupures sur les particules et les paires utilisées durant l'analyse des $\Lambda(1520)$ dans les collisions p+p.

Les distributions en masse invariante obtenues pour les $\Lambda(1520)$ et $\bar{\Lambda}(1520)$ sont représentées respectivement en haut et en bas de la figure 6.8. Elles indiquent un signal significatif pour cette résonance et son anti-particule. Ces distributions sont ajustées par la somme d'une fonction linéaire, qui représente le fond, et par une fonction de Breit-Wigner qui décrit la masse invariante des résonances. La forme du signal est une fonction de la largeur Γ, de la masse M et de la hauteur maximum max du pic de

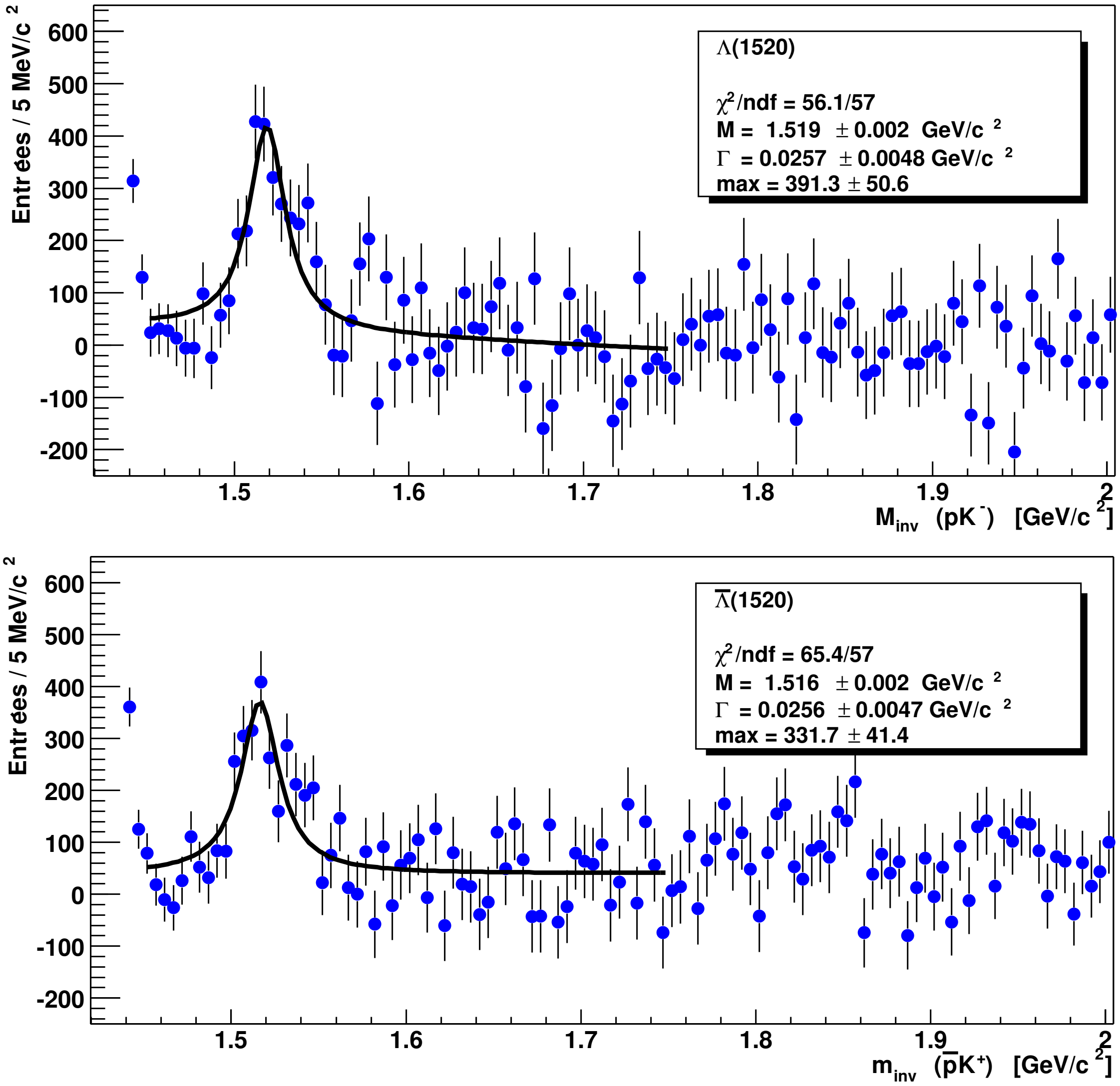

FIG. 6.8 – Signaux totaux de $\Lambda(1520)$ et de $\bar{\Lambda}(1520)$ dans les collisions p+p.

signal. La fonction d'ajustement $f(m)$ est explicitée en fonction de la masse m dans l'équation 6.3 :

$$f(m) \quad = \quad (a.m + b) + \frac{max.\Gamma^2}{4\,(m - M)^2 + \Gamma^2} \tag{6.3}$$

La présence de ces deux signaux valide la méthode de détection. Les masses des résonances obtenues grâce à la fonction d'ajustement sont en accord avec la masse indiquée par le PDG (pour *Particle Data Group*)[44], qui est de $1519.5 \pm 1.0\ MeV/c^2$. Les largeurs expérimentales sont supérieures à la valeur naturelle de 15.6 MeV/c^2. Elles sont néanmoins le résultat de la convolution de cette largeur naturelle et de la résolution en impulsion du détecteur. Dans la mesure où les largeurs mesurées sont identiques pour les $\Lambda(1520)$ et $\bar{\Lambda}(1520)$, il est possible d'extraire le rapport $\bar{\Lambda}(1520)/\Lambda(1520)$ à partir du rapport des hauteurs maximales des pics. La valeur obtenue est de 0.85 ± 0.15.

6.2.2.2 Séparation du signal en canaux de masse transverse

La mesure des taux de production de particules peut se faire par un ajustement des spectres corrigés en masse transverse. L'abondance est ainsi déterminée par l'intégrale de la fonction d'ajustement. La masse transverse est définie par l'équation 6.4 :

$$\mathrm{m_T} = \sqrt{M^2 + p_T^2} \tag{6.4}$$

La valeur minimale de cette variable est donc la masse M de la particule, p_T étant son impulsion transverse. Les spectres en masse transverse sont généralement représentés en fonction de la variable $m_T - M$, ce qui permet notamment de comparer les spectres de plusieurs particules sur un même graphique. La distribution représentée est plus exactement celle de la variable calculée comme le terme de gauche de l'équation 6.5 :

$$\frac{1}{2\pi m_T}\frac{d^2N}{dm_T dy} = \frac{1}{2\pi T(M+T)}\frac{dN}{dy}e^{-(m_T-M)/T} \tag{6.5}$$

Cette distribution peut être ajustée par la fonction dont un exemple se trouve à droite de cette équation. Cette fonction exponentielle est couramment utilisée pour extraire les taux de production par unité de rapidité, ou dN/dy. Cette valeur est un paramètre de la fonction et est donc obtenue directement par l'ajustement. Le second paramètre de l'équation, T, est le paramètre de pente inverse.

Pour obtenir une distribution en m_T, l'échantillon de résonances détectées doit être divisé en classes de masse transverse. Chaque classe constitue alors un canal de la distribution en masse transverse. La particularité de la méthode du mélange d'événements est que le résultat de l'analyse apparaît uniquement lorsque l'ensemble des événements ont été analysés et que la distribution mixée peut être soustraite à la distribution réelle. La division en classes requiert donc la constitution d'autant de distributions réelles et mixées. Les paires réelles et mixées sont alors triées selon leur masse transverse et vont remplir les distributions correspondantes. Les valeurs retenues de la masse transverse vont de $m_T - M = 0$ à $m_T - M = 0.95$ GeV/c. Cet intervalle est défini en fonction de l'acceptance et de l'efficacité du détecteur. Il couvre en effet les zones en masse transverse où ces deux valeurs ne sont pas nulles. Il a été obtenu à partir des simulations qui seront abordées dans le chapitre suivant. Le nombre de classes est déterminé d'une part pour disposer d'une quantité suffisante de canaux en masse transverse et d'autre part pour avoir un rapport signal sur bruit supérieur à deux écarts-types dans chaque canal. Les distributions des $\Lambda(1520)$ et de $\bar{\Lambda}(1520)$ sont de plus sommées pour obtenir un rapport signal sur bruit supérieur. Avec cette quantité de signal, un maximum de 5 classes de même largeur assure la possibilité de voir un signal dans chaque classe. Les distributions invariantes des paires $(pK^- + \bar{p}K^+)$ séparées en 5 canaux de masse transverse sont ainsi représentées sur la figure 6.9. Ces spectres ont tous été ajustés avec la fonction de l'équation 6.3. La valeur de la masse en provenance de ces ajustements confirme aux erreurs statistiques près la présence d'un pic de $\Lambda(1520)+\bar{\Lambda}(1520)$. Néanmoins l'incertitude sur les paramètres obtenus devient très grande lorsque le rapport signal sur bruit n'est que de quelques écarts-types. L'ajustement ne peut donc pas être utilisé pour mesurer la quantité de signal dans chaque canal. Ces mesures seront donc faites grâce à une méthode de comptage décrite dans le paragraphe suivant.

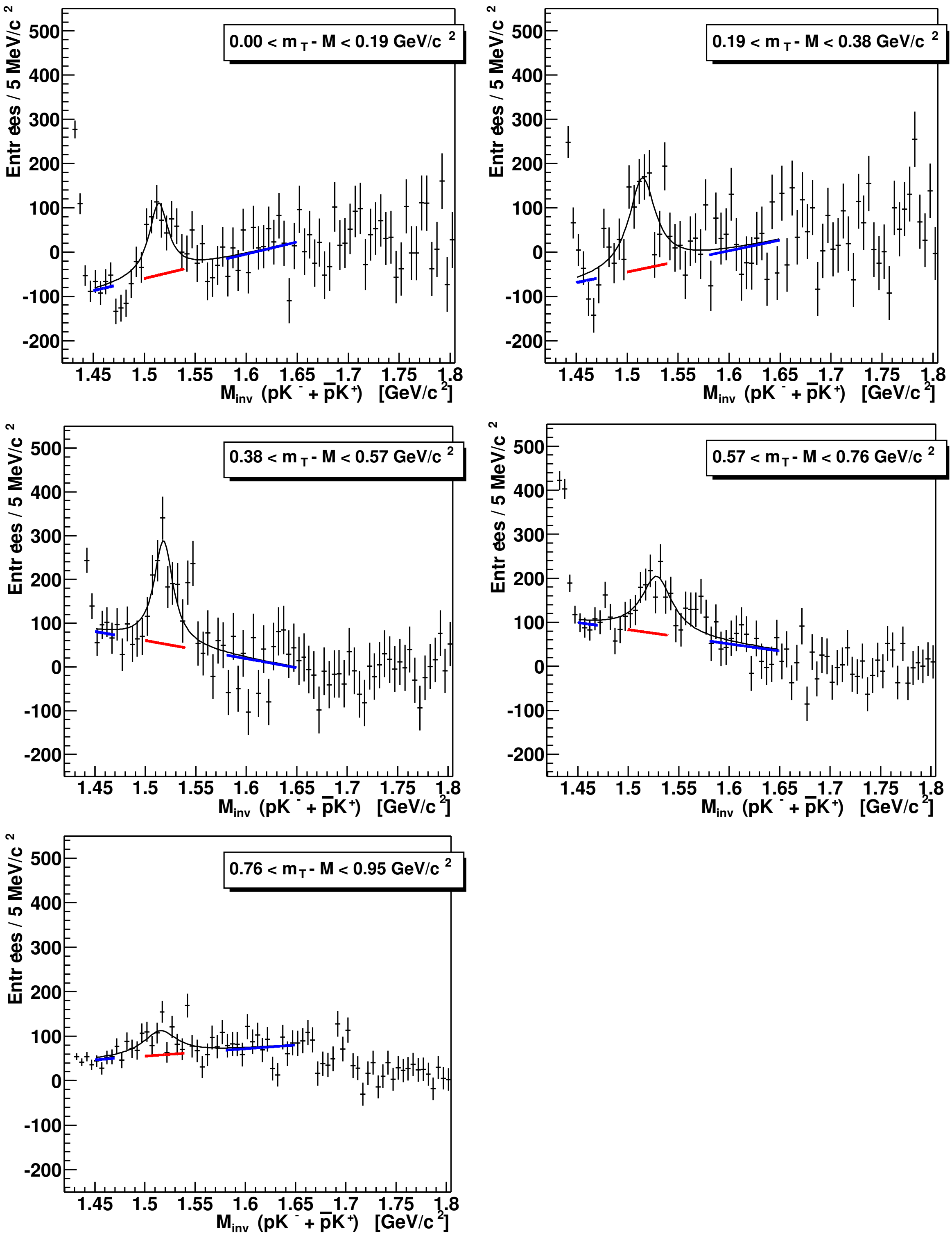

FIG. 6.9 – Distributions en masse invariante des paires $(pK^- + \bar{p}K^+)$ pour les cinq canaux du spectre en masse transverse. L'inclinaison du fond varie d'une distribution à une autre. L'amplitude de cette variation est due d'une part aux erreurs statistiques de chaque canal en masse invariante et d'autre part au facteur de normalisation α, qui est déterminé selon la méthode décrite au paragraphe 5.2.3.

6.2.2.3 Algorithme de dénombrement

La mesure de la quantité de signal par l'intermédiaire d'une fonction d'ajustement a des inconvénients qui deviennent majeurs lorsque le signal est faible. Elle nécessite en premier de supposer la forme exacte du signal. Lorsque cette forme et la fonction ne coïncident pas parfaitement, un décalage systématique apparaît sur la valeur de l'intégration. L'instabilité de l'ajustement devient de plus en plus importante avec la faiblesse du signal. Cette instabilité de l'ajustement apparaît en variant les paramètres tel que les valeurs minimale et maximale de masse invariante entre lesquelles l'ajustement est fait. La variation du facteur de normalisation α entraîne également une fluctuation des résultats des ajustements. Ces effets se traduisent par une erreur systématique sur la mesure qui peut dépasser 50%.

Pour éviter cela, il est possible de déterminer la quantité de signal grâce à une méthode de comptage qui est beaucoup plus robuste. Son principe réside dans la sommation des entrées des canaux en masse invariante où le pic apparaît. La quantité de signal est alors le résultat de la soustraction de cette somme avec la part de bruit de fond, évaluée à partir de la forme du spectre autour du pic.

La méthode employée implique d'abord d'ajuster le bruit de fond par une fonction linéaire. Celle-ci est déterminée à partir de deux intervalles en masse invariante disposés de chaque coté du pic. Les bornes de ces intervalles sont choisies de manière à, d'une part représenter fidèlement le bruit de fond et d'autre part être suffisamment loin du pic pour ne pas subir son influence. Un troisième intervalle entre les deux précédents est fixé de manière à contenir l'essentiel du signal. Le niveau du bruit de fond dans cet intervalle est alors égal à l'intégrale entre ses bornes de la fonction linéaire. La quantité de signal est donc égale à la somme des entrées des canaux de cet intervalle à laquelle l'intégrale a été soustraite. Les bornes des différents intervalles sont représentées sur la figure 6.9. Cette méthode est employée pour déterminer le spectre non corrigé des $\Lambda(1520)+\bar{\Lambda}(1520)$ qui se trouve sur la figure 6.10. Elle permet également de déterminer un nouveau rapport $\bar{\Lambda}(1520)/\Lambda(1520)$ plus précis de 0.90 ± 0.12. À la différence d'une méthode d'ajustement du pic par une fonction, cet algorithme de dénombrement peut négliger une petite fraction du signal. La partie du signal qui se trouve en dehors de la zone de comptage, dans les queues du spectre en masse invariante, n'est en effet pas comptée. La fraction manquante peut néanmoins être corrigée grâce aux simulations, en même temps que les corrections d'acceptance et d'efficacité.

6.2.3 Détection des Λ

6.2.3.1 Méthode

La détection des Λ peut être effectuée avec exactement la même méthode que celle pour les $\Lambda(1520)$. Le canal de décroissance est celui de la réaction 6.6 dont le rapport d'embranchement est de 63.9% :

$$\Lambda \rightarrow p + \pi^- \tag{6.6}$$

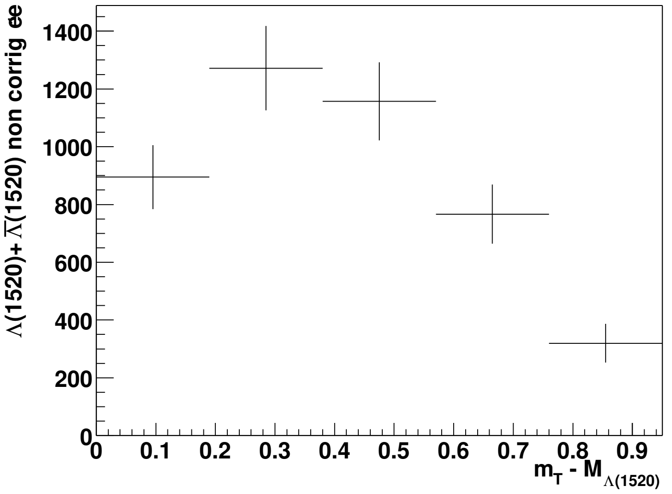

FIG. 6.10 – Production non corrigée des $\Lambda(1520)+\bar{\Lambda}(1520)$ en fonction de la variable $m_T - M$.

Néanmoins la distance de vol du Λ est beaucoup plus grande puisque le $c\tau$ de cette particule est de 7.89 cm. Le vertex secondaire de la décroissance des Λ est donc distinct du vertex primaire. L'approximation qui consiste à utiliser les traces primaires n'est alors pas justifiée. Elle revient en effet à utiliser les impulsions des traces à l'emplacement du vertex primaire. Le vertex primaire et les vertex de décroissance des Λ sont donc supposés être superposés, ce qui n'est pas le cas pour les Λ. Un certains nombre de traces issues des Λ est néanmoins enregistré dans l'ensemble des traces primaires car leurs hélices passent suffisamment près de celui-ci. Cependant le mélange des traces primaires ne permet que de reconstruire une partie du signal. Cette méthode pose un problème lorsqu'il faut déterminer son efficacité dans les collisions p+p. La détection des Λ requiert alors d'utiliser la technique du mélange d'événements à partir des traces globales. Ceci nécessite des calculs supplémentaires durant l'analyse. Le vertex secondaire et l'impulsion des traces doivent en effet être calculés à chaque association de deux traces. Le vertex supposé d'une paire est alors le point au centre du segment reliant les traces à la distance de plus courte approche. Les impulsions des produits de décroissance sont calculées à l'intersection du segment et des traces.

L'utilisation des traces globales entraîne plus de bruit car le nombre de traces globales est de 70% plus important. La multiplicité de ces traces est en effet beaucoup plus grande car elle inclue les vertex secondaires et les traces erronées telles que celles dues aux empilements. Ces dernières sont néanmoins supprimées durant l'analyse grâce au CTB (*Central Trigger Barrel*). Celui-ci n'est pas sensible aux empilements de la TPC et n'enregistre que les traces produites durant l'événement qui a activé le système de déclenchement. Le fait qu'une pièce du CTB soit touchée alors qu'elle se trouve sur la trajectoire d'une trace permet alors de confirmer l'appartenance de cette trace à l'événement déclencheur. Cette correspondance est donc une nouvelle coupure qui permet de rejeter les traces des empilements.

Le taux de production des Λ est largement supérieur à celui des $\Lambda(1520)$. Cette abondance permet notamment de relâcher les coupures sur l'identification des particules. La pollution des distributions en masse invariante, due notamment à la décroissance d'autres particules, est en effet négligeable par rapport à la quantité de signal qui apparaît. Ce relâchement des coupures se traduit par un élargissement des intervalles en impulsion observés pour les produits de décroissance. Il permet d'étendre l'intervalle mesurable en impulsion transverse des Λ. Les coupures utilisées dans la détection des Λ sont rassemblées dans le tableau 6.2 :

Particules	perte d'énergie	impulsion [GeV/c]	nombre de points	CTB
p & $\bar{p}$	$\sigma_{proton} < 2$	$0.1 < p < 2$	≥ 15	oui
π^- & π^+	$\sigma_{pions} < 2$	$0.1 < p < 2$	≥ 15	oui

Paires	angle d'ouverture	rapidité des Λ ou $\bar{\Lambda}$
	$0 < \theta < 130$	$-0.75 < y_\Lambda < 0.75$

TAB. 6.2 – Coupures sur les particules et les paires utilisées durant l'analyse des Λ dans les collisions p+p.

6.2.3.2 Spectres non corrigés

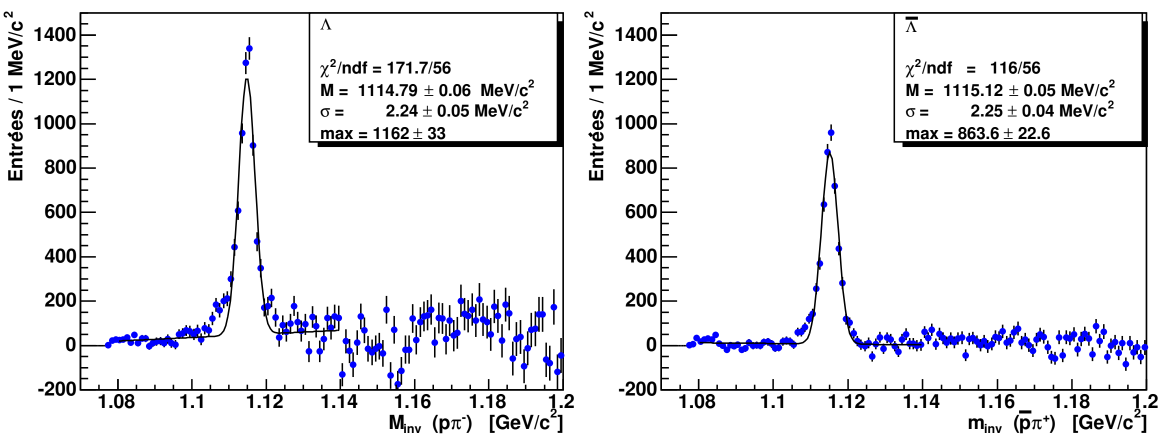

FIG. 6.11 – Signaux de Λ et de $\bar{\Lambda}$ dans les collisions p+p.

Les pics de masse invariante obtenus pour les Λ d'une part et pour les $\bar{\Lambda}$ d'autre part sont présentés pour les collisions p+p sur la figure 6.11. Ils sont ajustés par une fonction gaussienne qui reproduit en première approximation les effets de la résolution en impulsion de la TPC. La largeur gaussienne est de 2.25 MeV/c^2 pour la particule et son anti-particule. L'ajustement ne prend néanmoins pas en compte l'élargissement du signal à la gauche du pic. Cet effet se traduit par une valeur élevée de χ^2/ndf et est également présent dans les spectres obtenus dans les collisions Au+Au. La mesure des quantités de Λ et de $\bar{\Lambda}$ par une méthode de comptage permet cependant de ne pas être sensible à cet écart entre la fonction d'ajustement et la forme réelle du signal. Cette méthode, similaire à celle décrite au paragraphe 6.2.2.3, donne un rapport $\bar{\Lambda}/\Lambda$ de 0.75 ± 0.02. Cette valeur ne correspond pas à celle déterminée par une analyse topologique. Elle est également contredite par une analyse où le mélange d'événements est fait avec des traces primaires. Malgré les problèmes discutés précédemment, cette

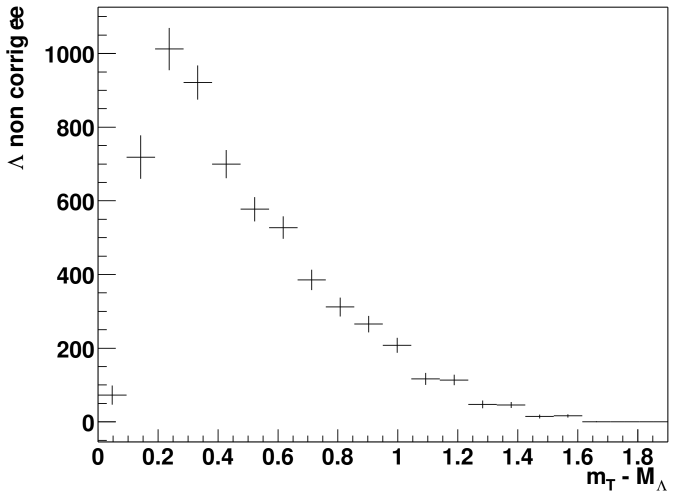

FIG. 6.12 – Production non corrigée de Λ en fonction de $m_T - M_\Lambda$.

dernière analyse a l'avantage de ne pas nécessiter la correspondance avec le CTB, et confirme le rapport correct de 0.822 ± 0.002 obtenu avec la méthode topologique. C'est donc cette dernière valeur qui sera retenue par la suite. La différence ne provient que de la correspondance avec le CTB. Celle-ci requiert notamment que les particules traversent tous les matériaux entre la TPC et le CTB. Ce parcourt représente une quantité de matière suffisante pour annihiler certains anti-protons, entraînant alors un déficit dans le nombre de $\bar{\Lambda}$ détectés. Cette absorption est de plus dépendante de l'impulsion des $\bar{p}$.

La mesure des $\bar{\Lambda}$ est donc faussée lorsque les traces globales sont utilisées dans les collisions p+p. Pour éviter ce problème, seuls les Λ ont servi pour la mesure du spectre en masse transverse. Le relâchement des coupures a permis de les observer sur un intervalle en m_T beaucoup plus important, puisque les valeurs minimale et maximale de $m_T - M$ vont de 0 à 1.9. La grande quantité de Λ détectés permet de plus de diviser cet échantillon en 20 classes de même largeur. La distribution en masse transverse non corrigée qui en découle se trouve sur la figure 6.12.

6.3 Collisions Au+Au de biais minimum

Dans le but de mesurer la production des $\Lambda(1520)$ à RHIC, les événements Au+Au de biais minimum à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV ont été analysés. L'intérêt est notamment de pouvoir observer la transition entre des événements très périphériques, dont les caractéristiques sont proches de celles des collisions p+p, et des événements de plus en plus centraux. Les collisions sont divisées en catégories de centralité qui contiennent chacune une fraction de la section efficace hadronique inélastique totale. Les catégories sont classées suivant la centralité des collisions qu'elles contiennent. Les analyses présentées par la suite sont ainsi séparées suivant quatre catégories qui représentent, de la catégorie la plus centrale à la plus périphérique, moins de 10% , de 10 à 40%, de 40 à 60% et de 60 à 80% de la section efficace totale. Les Λ seront également mesurés en parallèle pour permettre la comparaison entre les deux particules pour les différents systèmes.

6.3.1 Catégories de centralité

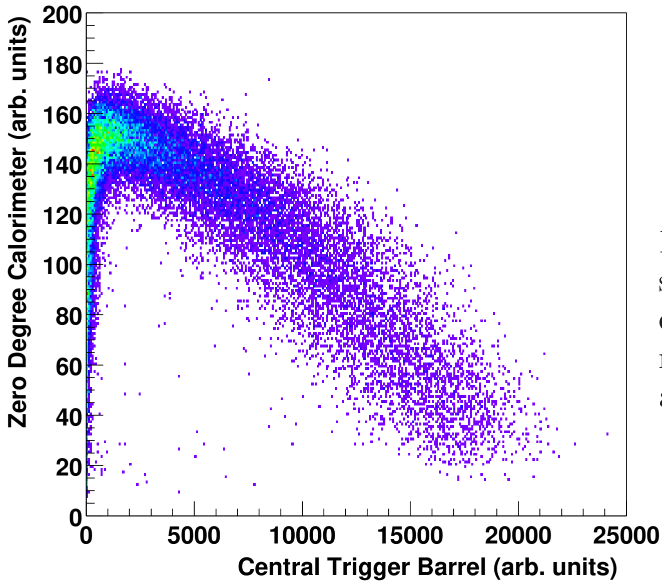

FIG. 6.13 – Corrélation entre la somme des signaux des deux ZDC et le signal du CTB pour les événements reconstruits dans la TPC et avec un vertex primaire.

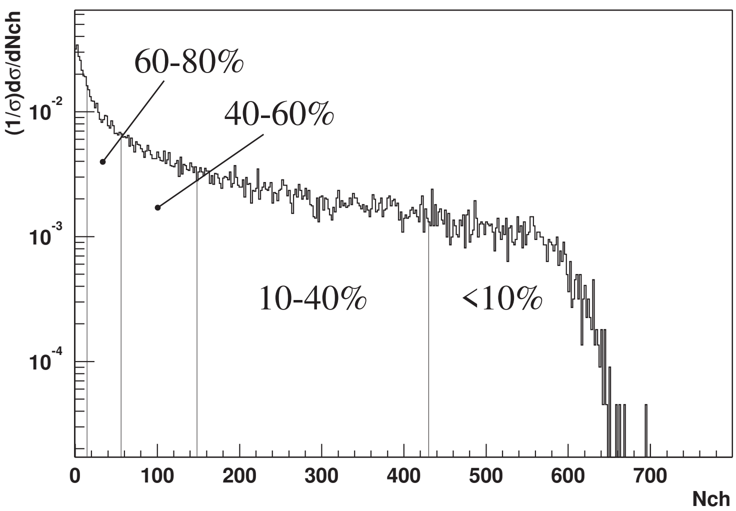

FIG. 6.14 – Distribution de la variable N_{ch} et définition des catégories de centralité pour les collisions de biais minimum à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.

Les catégories en centralité pourraient en première approximation être déterminées à partir des informations en provenance du dispositif de déclenchement. En particulier la corrélation entre les signaux des ZDC et des CTB peut être utilisée comme une mesure de la centralité de la collision. Cette corrélation prend la forme représentée sur la figure 6.13. Elle montre néanmoins une zone en dessous de CTB (ADC) ≈ 2500 pour laquelle se fait une transition très rapide entre événements semi-centraux et périphériques. Il est donc nécessaire d'utiliser une autre méthode pour les dissocier. La définition des catégories de centralité est ainsi déterminée par l'intermédiaire d'une distribution en multiplicité. Le nombre de particules émises par un événement est en effet proportionnel à sa centralité. Ce nombre est représenté par la variable expérimentale N_{ch}, égale au nombre de traces primaires dans l'intervalle en pseudo-rapidité $|\eta| < 0.5$ et dont le nombre de points utilisés durant l'ajustement de la trace dépasse ou égale 10. Les traces qui satisfont ces critères ont en effet une efficacité et une acceptance quasiment constante quelle que soit la centralité. La distribution des N_{ch} pour l'ensemble des événements enregistrés ne représente néanmoins pas encore l'ensemble de la section efficace. Elle doit en effet être corrigée des efficacités de déclenchement et de reconstruction du vertex primaire. Celles-ci sont quasiment égales à 1 pour la plupart des collisions d'ions lourds. Cependant, peu de particules chargées sont émises par les collisions très périphériques. Cela diminue l'efficacité pour les faibles valeurs de N_{ch}. Pour corriger cette chute de l'efficacité, la forme de la distribution des N_{ch} est comparée avec celle obtenue par le modèle HIJING pour les faibles valeurs de N_{ch}. Ce modèle reproduit en effet correctement la dynamique des événements périphériques, où la géométrie de la collision domine [71]. La distribution HIJING est d'abord ajustée sur la distribution expérimentale dans la zone ou l'efficacité du détecteur atteint l'unité. La hauteur corrigée des canaux pour les N_{ch} inférieure est alors celle de la distribution HIJING. La distribution obtenue par cette procédure est représentée sur la figure 6.14. La division de cette distribution selon les fractions désirées de la section efficace donne directement les valeurs limites de la variable N_{ch}, pour les différentes catégories. En toute rigueur, les nombres de particules doivent être corrigés par l'acceptance et l'efficacité du détecteur. Des études ont montré que les résultats obtenus avec ces multiplicités corrigées sont équivalents lorsqu'ils sont ensuite retraduits en terme de N_{ch}. Des valeurs non corrigées ont l'avantage de pouvoir être directement utilisable pour la sélection d'événements. Les valeurs limites de N_{ch} sont indiquées dans le tableau 6.3 pour les catégories de centralité utilisées dans cette analyse. Ce tableau rassemble également les nombres d'événements analysés appartenant aux différentes catégories :

section efficace (%)	N_{ch} $\left(\lvert\eta\rvert < 0.5, N_{points}^{ajustement} \geq 10\right)$	nombres d'événements
0-10 %	> 431	219196
10-40 %	146 - 431	650210
40-60 %	56 - 146	422923
60-80 %	14 - 56	435101

TAB. 6.3 – Définition des classes de centralité selon les valeurs de N_{ch} et nombres d'événements correspondants.

6.3.2 Détection des $\Lambda(1520)$

Par rapport aux analyses des collisions p+p, la détection des $\Lambda(1520)$ dans les collisions Au+Au représente une difficulté supérieure. Le taux de production de cette résonance diminue par rapport à celui d'autres particules telles que les Λ. La contamination des spectres en masse invariante par les décroissances d'autres particules devient donc relativement plus importante. La multiplicité globale des événements augmente également avec la centralité. Cet accroissement touche les deux sélections de traces, de sorte que le nombre de paires augmente avec le carré de la multiplicité. L'erreur statistique sur la quantité de signal est égale à la racine carrée du nombre de paires dans la distribution réelle. Elle augmente donc finalement de manière linéaire

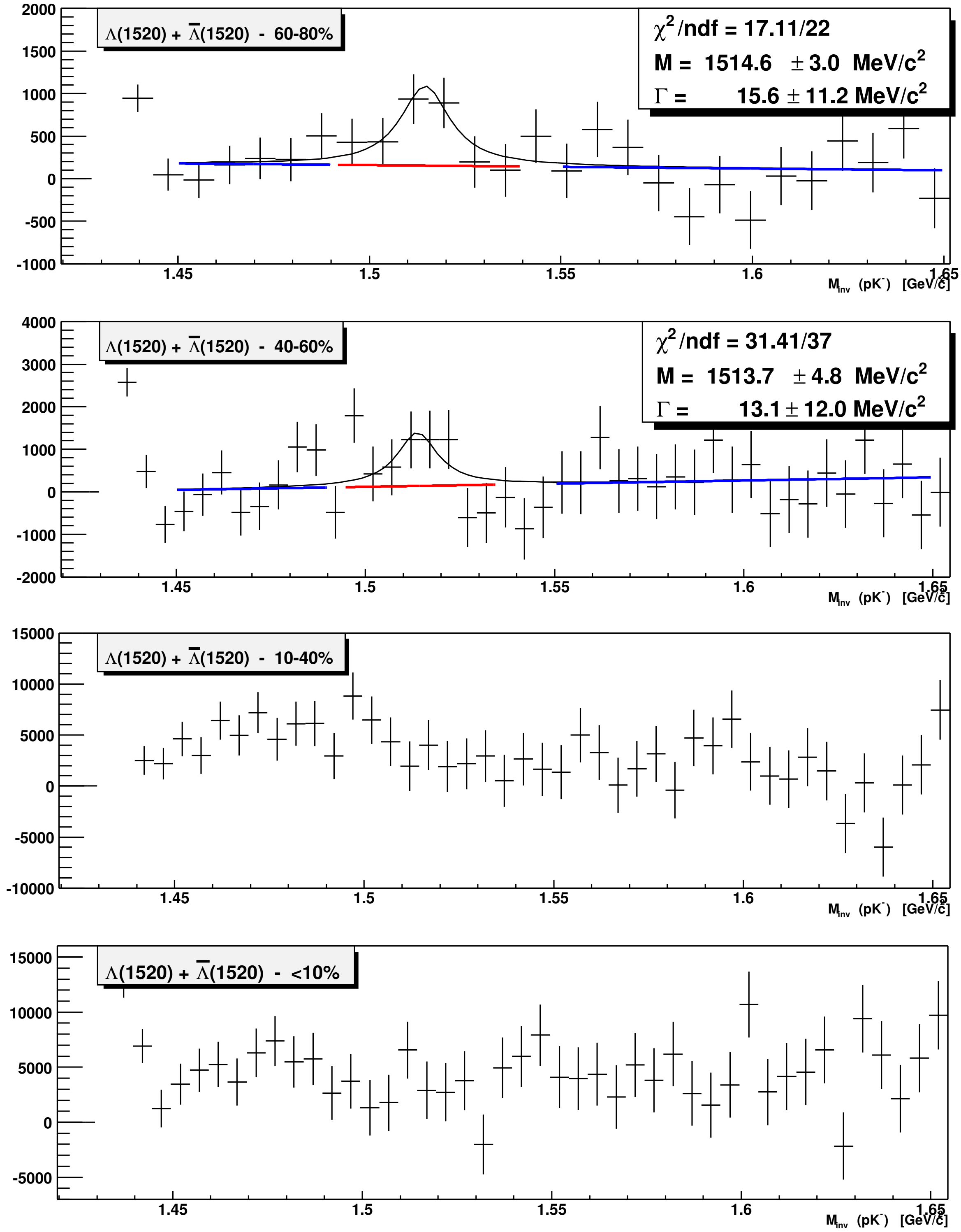

FIG. 6.15 – Spectres en masse invariante des $\Lambda(1520)$+$\bar{\Lambda}(1520)$ pour les quatre catégories de centralité.

avec la multiplicité. En supposant que le taux de production des $\Lambda(1520)$ serait proportionnel à la multiplicité, le rapport signal sur bruit du pic de $\Lambda(1520)$ serait donc plus ou moins constant en fonction de la centralité et pour le même nombre d'événements. Dans la mesure où la quantité d'événements disponibles est inversement proportionnelle à la centralité de la collision, il serait donc plus facile d'observer un signal pour les collisions périphériques. Cette hypothèse est confirmée par les résultats expérimentaux rassemblés sur la figure 6.15. Elle montre les spectres en masse invariante des $\Lambda(1520)+\bar{\Lambda}(1520)$ pour les quatre catégories de centralité. Pour chacune d'elles, les spectres de la résonance et de son anti-particule ont été ajoutés pour augmenter le rapport signal sur bruit. Celui-ci est de 2.8 écarts-types pour les événements à 60-80% et de 2.2 écarts types pour les événements à 40-60%. Aucun signal n'est visible pour les événements à 10-40% et pour les 10% les plus centraux. Les coupures employées sont identiques à celles utilisées pour les collisions p+p, à l'exception de l'impulsion minimale des particules qui est de 0.2 GeV/c et de l'intervalle en rapidité qui est $-0.8 < y_{\Lambda(1520)} < 0.8$. L'observation des distributions en masse invariante met de plus en évidence l'intérêt expérimental de séparer les événements périphériques en catégorie de centralité. La quantité de signal et la combinatoire sont par exemple plus importantes pour la catégorie 40-60% par rapport à la catégorie 60-80%. Malgré des rapports signal sur bruit presque semblables, il n'est donc pas possible d'ajouter leurs deux signaux car l'erreur statistique de la catégorie 40-60% est très supérieure au signal de la catégorie 60-80%. Les quantités de signal obtenues pour ces deux premières catégories de centralité ne peuvent pas être divisées. L'analyse sur la production de $\Lambda(1520)$ dans ces collisions s'arrête donc à ce stade.

6.3.3 Détection des Λ

L'analyse des Λ dans les collisions Au+Au ne pose par de difficulté particulière. Les traces primaires ont été choisies pour observer le signal. La quantité de Λ permet en effet de tolérer la perte de certains produits de décroissance qui ne sont pas enregistrés en tant que traces primaires. Le bruit de fond est de plus beaucoup moins important. L'erreur sur leur impulsion est négligeable et se traduit seulement par un faible élargissement du pic de Λ, visible sur la figure 6.16. Nous verrons dans le prochain chapitre que les analyses des collisions d'ions lourds ne posent pas le problème de la correction des spectres de Λ, obtenus avec des traces primaires. Ce problème est en effet uniquement présent dans le cas des collisions p+p. Les coupures utilisées sont les mêmes que celles de l'analyse des Λ dans les collisions p+p, à part le domaine en rapidité qui est réduit à $-0.5 < y_\Lambda < 0.5$. Les spectres en masse transverse non corrigés sont représentés sur la figure 6.17 pour les quatre catégories de centralité.

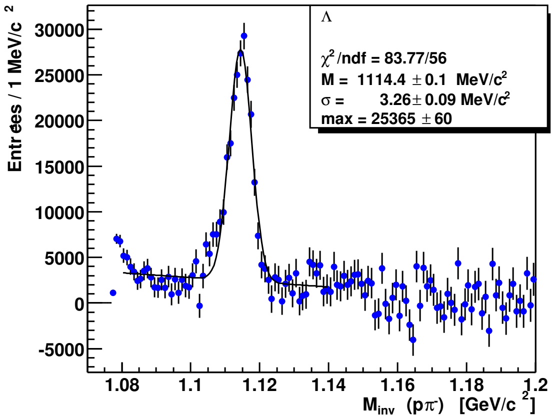

FIG. 6.16 – Signaux de Λ et de $\bar{\Lambda}$ dans les 10% des collisions Au+Au les plus centrales.

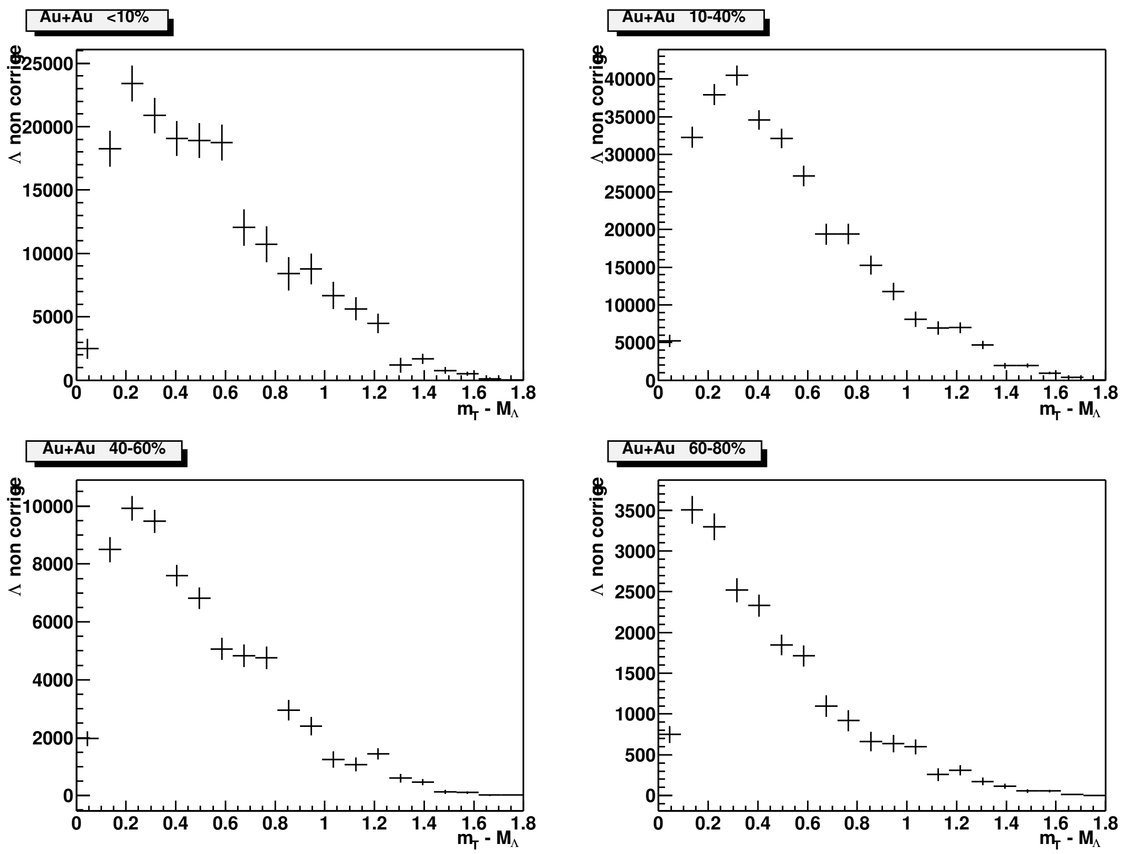

FIG. 6.17 – Productions non corrigées de Λ pour les quatre catégories de centralité.

Chapitre 7

Corrections des données

Les quantités de signal présentées dans le chapitre précédent ne sont pas directement représentatives des taux de production. Elles doivent être corrigées par certains facteurs qui prennent notamment en compte l'acceptance géométrique ϵ_{acc} et l'efficacité ϵ_{eff} du détecteur. Ces deux termes quantifient le fait qu'un certain nombre de produits de décroissance s'échappe du détecteur sans avoir été détecté. Ce chapitre présente donc la technique d'*'embedding* qui a permis de déterminer l'acceptance et l'efficacité du détecteur dans le cas des analyses précédentes. L'objectif dans ce chapitre est de corriger les quantités de signal mesurées pour obtenir les taux de production réels. Suivant la nature du signal et les quantités observées, l'obtention des taux de production nécessite certains traitements. Ceux-ci seront également présentés selon les diverses situations rencontrées. Enfin ce chapitre permettra de donner les résultats corrigés sur les Λ et $\Lambda(1520)$ dans les collisions p+p et Au+Au.

7.1 Calcul de l'efficacité et de l'acceptance

7.1.1 Définitions

L'acceptance est une fonction de l'adéquation entre la géométrie du détecteur et les trajectoires des particules. Elle indique la proportion de traces qui traversent effectivement le détecteur. Avec le dispositif expérimental de STAR, l'acceptance est notamment une fonction de la pseudo-rapidité des particules, de leur impulsion transverse et des coordonnées du vertex primaire. Elle diminue lorsque le vertex primaire s'éloigne du centre de la TPC et/ou pour des traces de pseudo-rapidité élevée. Dans ces conditions les traces peuvent en effet sortir de chaque coté de la TPC sans atteindre son rayon interne. L'acceptance diminue également pour les traces de faible ou de haute impulsion transverse. Elle est par exemple nulle pour des traces de faible p_T pour lesquelles le diamètre de l'hélice est inférieur au rayon interne de la TPC. Le caractère rectiligne des traces de haut p_T leur donne quant à elles la possibilité de traverser la TPC entre deux secteurs et donc de ne pas être détectées.

L'efficacité représente la proportion de traces effectivement reconstruites parmi celles qui traversent le volume utile du détecteur. Elle permet d'évaluer ainsi toute la chaîne de détection et de reconstruction des traces, du nombre d'électrons primaires produits par le passage d'une particule jusqu'à l'algorithme de reconstruction de la trace.

La technique de l'*embedding* permet de déterminer précisément l'acceptance et l'efficacité de reconstruction d'une particule dans un système complexe. Son principe est de générer des particules Monte-Carlo au sein d'un événement réel. Le signal induit dans le détecteur par ces particules ou par leurs produits de décroissance est également simulé puis intégré dans les données de l'événement. Nous disposons alors de traces simulées au sein d'un système dont nous sommes sûrs qu'il est réaliste et qu'il inclut toutes les sources de bruits. L'événement modifié est ensuite traité par les mêmes programmes de reconstruction que les événements réels. L'acceptance et l'efficacité sont alors déduites de la proportion de traces reconstruites parmi celles initialement simulées.

L'acceptance du détecteur est liée purement à sa géométrie. Elle peut donc facilement être déterminée uniquement pas des simulations. L'efficacité est elle très dépendante des conditions de l'expérience. Elle varie en fonction du niveau de bruit et de la multiplicité des événements. Des études ont tenté d'obtenir l'efficacité du détecteur à partir de simulations pures. Elles ont systématiquement conduit à des événements dont la multiplicité était supérieure de 5% à celles obtenues avec l'*embedding*. Les simulations pures surestiment donc l'efficacité. Ces erreurs sont dues au bruit de fond des particules non primaires et aux bruits électroniques dans la TPC qui ne sont pas proprement reproduits par des simulations. L'*embedding* est donc le meilleur outil pour corriger les taux de production expérimentaux.

7.1.2 La chaîne de l'*embedding*

Les différentes étapes de l'*embedding* sont représentées sur la figure 7.1. Elles commencent par la reconstruction d'un événement réel à partir des informations brutes de la DAQ. La multiplicité des traces globales et la position du vertex primaire sont déterminées. Ces valeurs sont ensuite communiquées au générateur de particules GENTX qui se charge de simuler les particules que nous voulons étudier. La position du vertex primaire sert de point d'émission des particules générées. La quantité de particules Monte-Carlo est également limitée de manière à ce qu'elles ne représentent que quelques pourcents de la multiplicité.

GENTX produit essentiellement l'impulsion de départ des particules. Leur trajectoire dans le champ magnétique et leur parcours dans les matériaux du détecteur sont ensuite simulés par le programme GEANT, qui assure également les éventuelles décroissances de particules instables. Grâce à une modélisation précise des structures du dispositif expérimental, GEANT simule tous les processus physiques entraînés par le passage des particules et de leurs produits de décroissance. Il génère notamment les électrons primaires produits par le passage des particules chargées dans les chambres à dérive de la TPC.

La dérive de ces électrons et les phénomènes liés à la TPC sont simulés par un programme spécifique dénommé TRS, pour *TPC Response Simulator*. TRS modélise la production d'électrons secondaires dans les MWPC, puis la collecte des charges sur les plans de *pads*. Il génère enfin les signaux analogiques et digitaux de l'électronique de traitement du signal. À ce stade nous disposons d'un événement Monte-Carlo composé exclusivement des particules à étudier et dont le vertex primaire coïncide

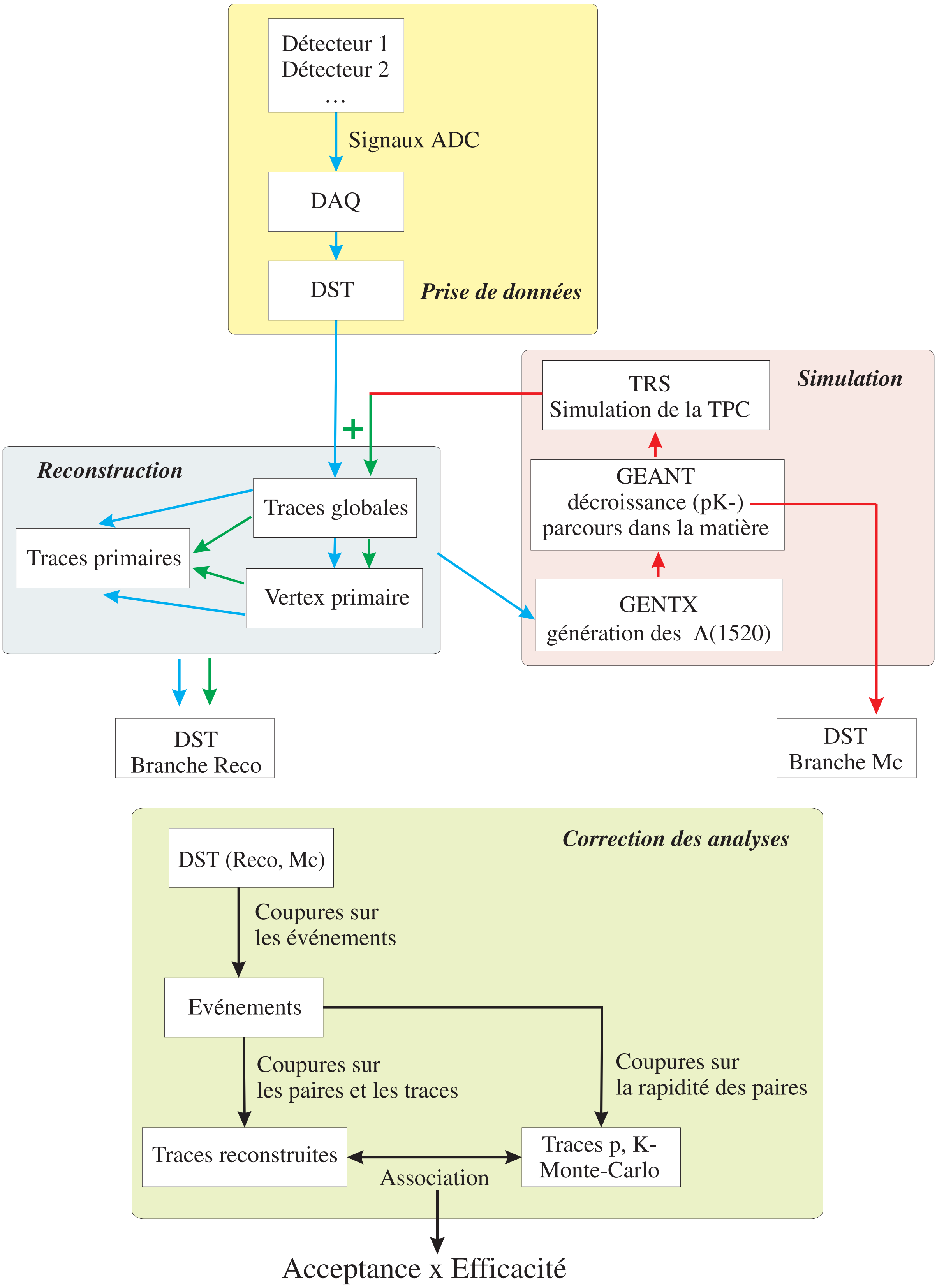

FIG. 7.1 – Les différentes étapes de l'*embedding* et la correction des analyses à partir de celui-ci.

avec le vertex expérimental. Son format est identique à celui des événements délivrés par la DAQ. L'étape suivante, qui est d'intégrer cet événement à l'événement réel, est donc réalisée en ajoutant directement les données digitales simulées aux valeurs de la DAQ, laissées par l'événement réel en sortie des ADC. Le nouvel événement obtenu est ensuite reconstruit par les outils standards de trajectographie. Les informations sur ses traces et le vertex primaire sont ensuite enregistrées dans des DST avec en parallèle les informations Monte-Carlo. Les calculs d'efficacité et d'acceptance sont ensuite effectués grâce à l'association de certaines traces Monte-Carlo avec les traces reconstruites correspondantes. L'association est validée par un nombre minimum de points en commun entre la traces reconstruite et la trace Monte-Carlo.

7.1.3 Détermination des paramètres

Dans la mesure où l'objectif est de corriger des taux de production, l'*embedding* est utilisé pour déterminer directement le facteur de correction qui englobe l'acceptance du détecteur et son efficacité : $\epsilon_{acc} \times \epsilon_{eff}$. Les particules simulées couvrent alors tout l'espace de phases disponible.

7.1.3.1 Espace de phases des particules Monte-Carlo

Celui-ci est généré par GENTX. Ce programme simule des particules dont l'angle d'émission dans le plan transverse est distribué uniformément de 0 à 2π. La distribution en rapidité est également uniforme avec des valeurs limites qui sont généralement proches de $-1.1 < y < 1.1$. Celles-ci sont déterminées de manière à encadrer largement les coupures expérimentales en rapidité. La forme de la distribution en impulsion transverse peut être choisie entre une distribution uniforme et une distribution de Boltzmann. Elle ne doit pas obligatoirement être identique à la forme réelle de la distribution en impulsion des particules étudiées. Leurs spectres en impulsion sont en effet divisés en canaux. Les corrections pour chaque canal sont donc calculées pour une impulsion donnée. L'absence de contrainte sur la distribution en impulsion des particules simulées est de plus nécessaire, car sa forme réelle fait partie de ce que nous voulons mesurer. Une distribution Monte-Carlo uniforme permet de calculer $\epsilon_{acc} \times \epsilon_{eff}$ avec une erreur statistique constante quel que soit le canal en impulsion transverse. Cette méthode n'est cependant pas représentative des erreurs expérimentales. Il est en particulier inutile de corriger les canaux à haut p_T, entachés d'une erreur importante, avec la même précision que les premiers canaux. Dans la mesure où l'*embedding* demande des ressources de calcul importantes, il est plus judicieux d'opter pour une distribution de Boltzmann avec un paramètre de pente inverse assez proche de la vraie valeur. De cette façon les erreurs statistiques dues à l'*embedding* se répartissent équitablement sur tout le spectre en p_T.

7.1.3.2 Multiplicité générée

La quantité par événement de particules générées par GENTX est également variable. Cette valeur ne doit pas trop perturber les caractéristiques de l'événement. Une forte augmentation de la multiplicité diminuerait en particulier l'efficacité. Elle est donc estimée pour n'entraîner qu'un accroissement de l'ordre de 7% de la multiplicité des particules reconstruites. Des simulations avec des proportions inférieures ont démontré que cette valeur était suffisamment faible pour ne pas modifier la nature de l'événement. Pour atteindre cette valeur de 7% après reconstruction, GENTX simule dans le cas des $\Lambda(1520)$ un nombre de résonances de l'ordre de 15% de la multiplicité originale.

L'*embedding* doit couvrir toutes les classes de multiplicité pour pouvoir corriger les différentes catégories de centralité des collisions Au+Au. Les événements sélectionnés pour l'*embedding* sont choisis pour représenter le plus fidèlement possible tous les événements analysés. Les distributions des nombres de particules chargées N_{ch} sont donc similaires entre les événements utilisés pour *embedding* et l'ensemble des données.

La règle sur la proportion maximale de particules Monte-Carlo ne peut pas être respectée pour les collisions p+p. Du fait de la très faible multiplicité, une seule particule reconstruite représente déjà une grande proportion de la multiplicité d'un événement p+p. L'efficacité de reconstruction en fonction du nombre de traces est cependant constante lorsque ce nombre est faible. Le détecteur est en effet loin d'être saturé et la reconstruction n'est pas gênée par la multitude de points. Dans ces conditions, l'efficacité dépend plus du bruit de fond et des empilements. L'*embedding* des collisions p+p utilise donc la génération par GENTX d'une particule primaire par événement.

7.1.3.3 Emplacement des vertex primaires

Les analyses ajoutent les entrées d'événements dont les vertex primaires sont distribués avec une certaine diffusion le long de l'axe du faisceau. Or l'emplacement du vertex primaire agit sur l'acceptance du détecteur. Les corrections doivent donc prendre en compte cette dispersion des vertex primaires. Bien que ce soit la solution la plus rigoureuse pour corriger cet effet, il n'est pas possible de produire des événements d'*embedding* par catégorie de z_{vertex}. Cela nécessiterait de créer un nombre suffisant d'événements, typiquement 20000, pour corriger les données de chaque classe. Les capacités de calcul disponibles sont malheureusement insuffisantes. Il est néanmoins possible de prendre en compte la dispersion des z_{vertex}. Les événements de l'*embedding* reproduisent pour cela la distribution des z_{vertex} de l'ensemble des événements analysés. Ainsi le facteur $\epsilon_{acc} \times \epsilon_{eff}$ prend en compte la dispersion en moyennant les résultats de l'*embedding*.

7.1.4 Contrôle

Le contrôle de l'*embedding* est capital. Les valeurs des taux de production corrigés sont couramment plus de dix fois supérieures aux valeurs non-corrigées. Les corrections représentent donc une part très importante du résultat final et la moindre erreur sur $\epsilon_{acc} \times \epsilon_{eff}$ peut donc le changer énormément. Un premier test est de comparer les distributions expérimentales de certaines variables relatives aux particules étudiées avec les mêmes distributions venant des particules Monte-Carlo reconstruites. La comparaison ne peut être qu'approximative pour des variables telles que l'impulsion ou la rapidité pour lesquelles nous ne connaissons pas les valeurs réelles avant la correction. Les variables liées aux propriétés du détecteur où à l'algorithme de reconstruction doivent se correspondre parfaitement entre *embedding* et événements réels. C'est par exemple le cas pour le nombre de points des traces, bien qu'il soit dépendant en toute rigueur des spectres en impulsion. L'*embedding* des hypérons doublement étranges Ξ a notamment été l'occasion d'effectuer ces comparaisons. Elles ont toutes montré un accord correct entre l'*embedding* et les événements réels [64]. L'analyse des Ξ a apporté un test important de la validité de l'*embedding*. Le calcul de la durée de vie de ces particules représente en effet une analyse complète qui nécessite les corrections. Il peut de plus être comparé avec les valeurs parfaitement connues de $c\tau$. L'accord avec le $c\tau$ des Ξ mesuré à STAR [64] et la valeur du PDG [44] confirme donc l'exactitude des corrections apportées par l'*embedding*.

Ces tests ne sont cependant pas possibles dans le cas des $\Lambda(1520)$. Les distributions caractérisant les produits de décroissance ne sont pas directement accessibles. Ceux-ci sont en effet indiscernables de l'ensemble des traces primaires. Obtenir les spectres exclusifs des produits de décroissance nécessiterait alors d'utiliser la technique du mélange d'événements. Les distributions réelle et mixée de la variable analysée seraient remplies avec uniquement les paires dont la masse invariante est celle du $\Lambda(1520)$. Ce genre d'analyse ne peut pour l'instant pas être faite car les quantités de signal disponibles sont insuffisantes. La mesure du $c\tau$ des $\Lambda(1520)$ est quant à elle complètement irréalisable car elle sous-entend la mesure de la position des vertex secondaires.

La validité de l'*embedding* des $\Lambda(1520)$ se base sur l'observation des caractéristiques des produits de décroissance des résonances simulées après leur reconstruction. Elle bénéficie également de l'ensemble des analyses antérieures et de celles en cours. Il faut en effet savoir que le code d'*embedding* est un ensemble de programmes utilisé par toute la collaboration STAR. Il bénéficie donc de l'expertise et des contrôles générés par toutes les analyses de la collaboration. Une de ces sources de contrôle a été citée pour les Ξ, mais il en existe bien d'autres.

7.2 Correction des analyses

La correction des analyses utilise d'abord l'embedding pour calculer le facteur de correction dû à l'acceptance et à l'efficacité. Pour chaque valeur x mesurée, ce facteur est égal au rapport du nombre de résonances Monte-Carlo reconstruites sur le nombre de simulées, soit $\epsilon_{acc} \times \epsilon_{eff} = N_{reco}/N_{simu}$. Le nombre N_{simu} représente les particules Monte-Carlo de la même catégorie d'événements et dans les mêmes intervalles en rapidité et impulsion transverse que ceux de la mesure de x. Le nombre N_{reco} représente le nombre de particules Monte-Carlo dont les produits de décroissance ont été reconstruits et qui satisfont les conditions suivantes :

- ils sont associées à des traces Monte-Carlo appartenant à l'ensemble des N_{simu},
- ils sont acceptés par les coupures sur les traces,
- la paire associant les produits d'une même particule Monte-Carlo initiale est acceptée par les coupures sur les paires,
- les valeurs simulées et reconstruites de y et p_T correspondent.

Les coupures sur les pertes d'énergie ne sont néanmoins pas appliquées lors du calcul de l'efficacité. La perte d'énergie est en effet difficilement reproductible avec précision par TRS. Pour éviter toute source d'erreur, la correction liée à cette coupure est ajoutée par la suite. Une coupure typique de $\sigma(dE/dx) < 2$ pour les deux traces entraîne par exemple une diminution de l'efficacité de $\epsilon_{dE/dx} = 0.954 \times 0.954$. Enfin le rapport d'embranchement de la particule doit être pris en compte. GENTX génère en effet des particules dont l'unique canal de décroissance est celui observé par l'expérience. Les corrections des analyses des Λ et les $\Lambda(1520)$ doivent donc inclure les rapports d'embranchement respectifs $\epsilon_{emb} = 0.639$ et $\epsilon_{emb} = 0.225$.

7.2.1 Spectres corrigés des $\Lambda(1520)$

7.2.1.1 Production de $\Lambda(1520)$ dans les collisions p+p

Le signal de $\Lambda(1520) + \bar{\Lambda}(1520)$ dans les collisions p+p est suffisant pour obtenir 5 canaux en masse transverse. Ils sont représentés sur la figure 6.10 du chapitre précédent. Les valeurs de chaque canal sont d'abord multipliées par un facteur $1/2\pi m_T$. Elles doivent ensuite être corrigées de l'efficacité et de l'acceptance du détecteur. Celle-ci est calculée d'une part en fonction des coupures employées durant l'analyse. Elle tient compte d'autre part des intervalles en impulsion transverse de chaque canal. À cette correction sont ajoutés les facteurs liés aux coupures sur la perte d'énergie et au rapport d'embranchement de la résonance. Les facteurs correctifs totaux prennent la forme :

$$\epsilon \quad = \quad \epsilon_{acc} \times \epsilon_{eff} \times \epsilon_{dE/dx} \times \epsilon_{emb} \tag{7.1}$$

Les ϵ sont ensuite rassemblés dans la distribution en masse transverse de la figure 7.2 qui possède les mêmes intervalles que la distribution à corriger. Le spectre en m_T est le résultat de la division de cette dernière par la distribution des ϵ. Les valeurs des taux de production sont données par événement et par unité de rapidité. Le spectre est par conséquent divisé par $\left(y^{max}_{\Lambda(1520)} - y^{min}_{\Lambda(1520)}\right) N_{ev}$. Le nombre d'événements N_{ev}

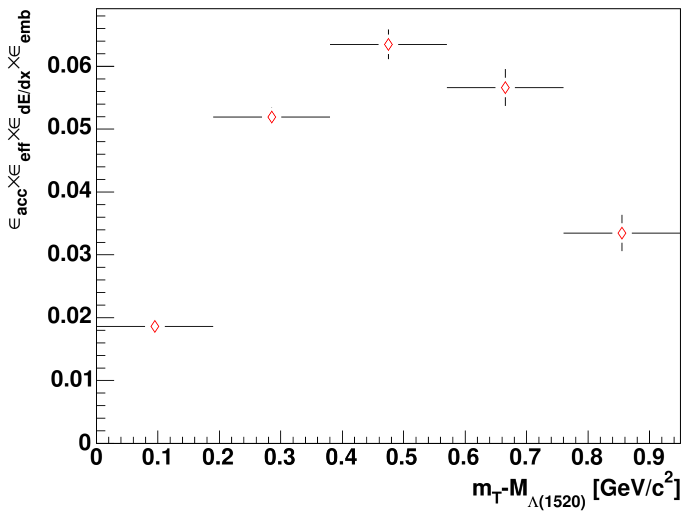

FIG. 7.2 – Distribution des facteurs de correction ϵ de la distribution en masse transverse des $\Lambda(1520)$ dans les collisions p+p.

est corrigé de l'efficacité de reconstruction du vertex primaire. Enfin le spectre est redivisé par deux, pour obtenir une première estimation du taux de production des $\Lambda(1520)$ par l'intermédiaire de la valeur de $[\Lambda(1520) + \bar{\Lambda}(1520)]/2$. La distribution finale est représentée sur la figure 7.3. Elle est ajustée par une fonction exponentielle, également visible sur la figure, avec en encadré les résultats de l'ajustement.

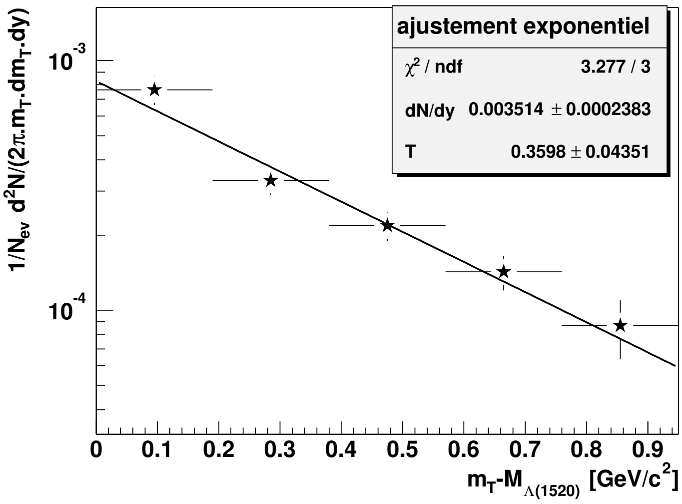

FIG. 7.3 – Spectre en masse transverse dans les collisions p+p des $[\Lambda(1520) + \bar{\Lambda}(1520)]/2$.

Les erreurs affichées sur les résultats de l'ajustement sont les erreurs statistiques. Elles dépendent de la quantité de signal et de la quantité de $\Lambda(1520)$ Monte-Carlo utilisés pour calculer les corrections. À ces erreurs statistiques doivent s'ajouter les erreurs systématiques, qui reflètent les éventuels biais introduits par les méthodes d'analyses. Dans le cas des analyses p+p, les erreurs systématiques se divisent en deux contributions. La première est l'erreur sur la normalisation des événements p+p, qui est de 14%. La seconde est liée à l'analyse elle-même. Elle peut être étudiée en faisant varier les différents paramètres de l'analyse. Une analyse idéale donne en effet un résultat qui n'est pas dépendant de ses paramètres. Dans le cas contraire, l'ampleur avec laquelle le résultat se modifie représente une estimation de l'erreur systématique introduite par la méthode d'analyse. Les paramètres de l'analyse sont par exemple les bornes à l'intérieur desquelles le signal est compté. Une étude des résultats en fonction des valeurs des paramètres indique une erreur systématique de l'ordre de 15% sur la valeur du dN/dy et de 30% sur la valeur du paramètre de pente inverse T. L'incertitude sur la normalisation des collisions p+p agit de plus sur le taux de production de manière indépendante de l'analyse. Elle s'ajoute donc au carré avec les 15% pour obtenir une erreur systématique totale sur le dN/dy de 20%.

Le dN/dy obtenu pour l'instant est une approximation du taux de production des $\Lambda(1520)$, faite à partir du spectre représentant la valeur de $< \Lambda(1520) + \bar{\Lambda}(1520) > /2$. De plus, ce spectre a été calculé uniquement avec de l'embedding de $\Lambda(1520)$ alors que l'efficacité de reconstruction des $\bar{\Lambda}(1520)$ est probablement différente. Il est néanmoins possible d'obtenir rigoureusement le taux de production des $\Lambda(1520)$ à partir des éléments dont nous disposons. Notons d'abord les nombres de $\Lambda(1520)$ et de $\bar{\Lambda}(1520)$ détectés par respectivement N et $\bar{N}$. Le facteur de correction global pour les $\Lambda(1520)$, calculé grâce à l'embedding de ces résonances, est ϵ. Le facteur $\bar{\epsilon}$ pour les $\bar{\Lambda}(1520)$ est inconnu et à priori différent de ϵ. Le rapport non corrigé $R = \bar{\Lambda}(1520)/\Lambda(1520)$

obtenu au chapitre précédent et le dN/dy de la figure 7.3 peuvent s'écrire comme :

$$R = \frac{\bar{N}}{N} \tag{7.2}$$

$$\frac{dN}{dy} = \frac{N+\bar{N}}{2\epsilon} \tag{7.3}$$

L'équation 7.3 traduit le fait que seul le facteur ϵ est utilisé pour corriger les signaux ajoutés des $\Lambda(1520)$ et des $\bar{\Lambda}(1520)$. En supposant que le rapport R est constant en fonction de l'impulsion des résonances, $\bar{N}$ peut être remplacé dans l'équation 7.3 par RN :

$$\frac{dN}{dy} = \frac{N(1+R)}{2\epsilon} \tag{7.4}$$

d'où :

$$\left.\frac{dN}{dy}\right|_{\Lambda(1520)} = \frac{N}{\epsilon} = \frac{dN}{dy}\frac{2}{(1+R)} \tag{7.5}$$

Le rapport N/ϵ représente la valeur correcte du taux de production des $\Lambda(1520)$. Avec $R = 0.90 \pm 0.12$ nous obtenons :

$$\left.\frac{dN}{dy}\right|_{\Lambda(1520)}^{p+p} = 0.00370 \pm 0.00034\,(stat) \pm 20\%\,(syst) \tag{7.6}$$

7.2.1.2 Production des $\Lambda(1520)$ dans les collisions Au+Au des catégories 60-80% et 40-60%

Un signal de $\Lambda(1520) + \bar{\Lambda}(1520)$ apparaît uniquement dans les deux catégories les plus périphériques des collisions d'ions lourds de biais minimum. Le rapport signal sur bruit des pics ne permet pas de déterminer les rapports $\bar{\Lambda}(1520)/\Lambda(1520)$ et encore moins d'obtenir des spectres en masse transverse. Un taux de production peut néanmoins être calculé approximativement à partir du nombre de $\Lambda(1520)$ et de $\bar{\Lambda}(1520)$ comptés dans le pic de signal. La forme supposée du spectre permet de déterminer le facteur global ϵ à appliquer sur cette valeur. Le taux de production est ensuite extrapolé sur tout le spectre en masse transverse. La forme des distributions en masse transverse est correctement reproduite par une fonction exponentielle :

$$\frac{1}{2\pi m_T}\frac{d^2N}{dm_T dy} = Ae^{-(m_T-M)/T} \tag{7.7}$$

Les paramètres A et T sont respectivement une constante d'ajustement et le paramètre de pente inverse. Le taux de production total dN/dy est obtenu par l'intégration de cette fonction sur les valeurs de m_T allant de M à l'infini. Lorsqu'elle est multipliée par le facteur $\epsilon(m_T)$, la fonction exponentielle donne la quantité de résonances détectées pour une masse transverse donnée. La quantité de signal mesurée est alors égale à l'intégrale de ce terme sur le domaine en impulsion transverse de la mesure. L'expression de cette quantité est donc :

$$N_{reco} = \int_{M}^{M+max} 2\pi m_T \times Ae^{-(m_T-M)/T} \times \epsilon(m_T)dm_T \tag{7.8}$$

$$N_{reco} = \int_{0}^{max} 2\pi(x+M) \times Ae^{-(x)/T} \times \epsilon(x)dx \tag{7.9}$$

L'équation 7.9 est obtenue par un changement de variable $x = m_T - M$. Les équations 7.10 et 7.11 qui en découlent expriment A à partir de la fonction continue $\epsilon(x)$, ou à partir de sa distribution discrète ϵ_x :

$$A = \frac{N_{reco}}{2\pi \int_{0}^{max} (x+M) \times e^{-x/T} \times \epsilon(x)dx} \tag{7.10}$$

$$A = \frac{1}{(\Delta m_T)} \frac{N_{reco}}{2\pi \sum_{x}(x+M) \times e^{-x/T} \times \epsilon_x} \tag{7.11}$$

Le terme Δm_T de l'équation 7.11 désigne la largeur d'un canal en masse transverse de la distribution des ϵ_x. La sommation est effectuée sur l'ensemble des canaux de cette distribution, qui est déterminée par l'embedding. La valeur de A permet d'obtenir le taux de production par l'intermédiaire de l'intégrale sur toutes les valeurs de masse transverse de la fonction exponentielle :

$$\frac{dN}{dy} = \int_{M}^{+\infty} \frac{d^2N}{dydm_T}dm_T \tag{7.12}$$

$$\frac{dN}{dy} = \int_{M}^{+\infty} 2\pi m_T \times Ae^{-(m_T-M)/T}dm_T \tag{7.13}$$

$$\frac{dN}{dy} = 2\pi \int_{0}^{+\infty} (x+M) \times Ae^{-x/T}dx \tag{7.14}$$

$$\frac{dN}{dy} = 2\pi A(M+T)T \tag{7.15}$$

Cette procédure peut être testée à partir du signal de $\Lambda(1520)$ mesuré dans les collisions p+p. Le nombre N_{reco} est extrait d'un spectre en masse invariante rempli avec des paires (pK^-) dont la masse transverse est comprise entre $m_T - M_{\Lambda(1520)} = 0$ et $m_T - M_{\Lambda(1520)} = max = 0.95\ GeV/c^2$. Le test utilise la valeur de la température $T = 360 \pm 44$ MeV, mesurée précédemment dans les collisions p+p. Le taux de production obtenu grâce aux équations 7.11 et 7.15 est alors de 0.00355 ± 0.00035. Aux erreurs statistiques près, il est en accord avec la valeur obtenue au paragraphe 7.2.1.1. La procédure est donc valide et permet d'extraire les taux de production des $\Lambda(1520) + \bar{\Lambda}(1520)$ pour les catégories 60-80% et 40-60%. La figure 7.4 représente les facteurs ϵ en

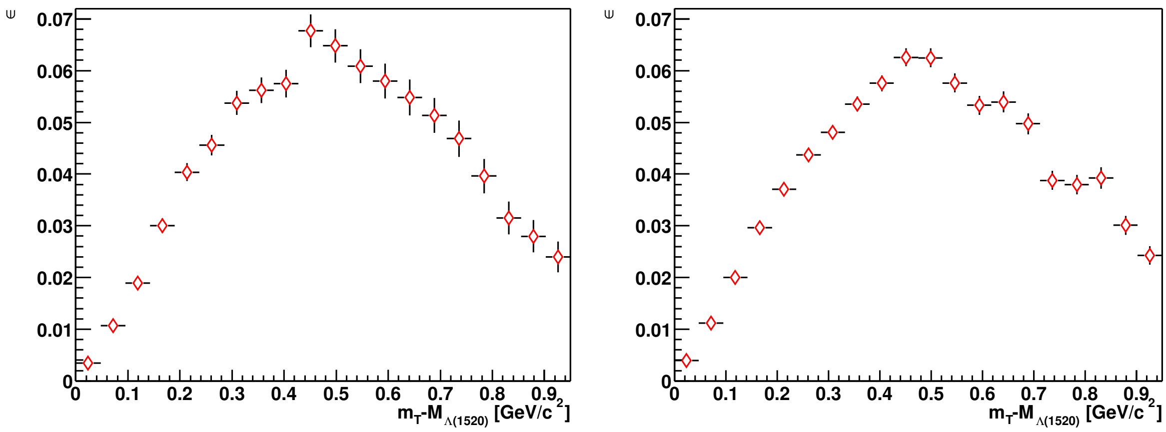

FIG. 7.4 – Distributions des facteurs ϵ en fonction de $m_T - M_{\Lambda(1520)}$ pour les catégories 60-80% et 40-60%.

fonction de $x = m_T - M$ pour ces deux catégories. L'intervalle en masse transverse qui délimite la mesure est de $m_T - M_{\Lambda(1520)} = 0$ à $m_T - M_{\Lambda(1520)} = max = 0.95\ GeV/c^2$. Le paramètre de pente inverse des $\Lambda(1520)$ venant des collisions Au+Au est nécessaire aux calculs. Il est malheureusement inconnu. Une première estimation peut néanmoins se faire sur la base de la température d'émission des Λ. Nous savons que la valeur de T est plus élevée pour les résonances car leur masse est plus importante. Nous pouvons donc supposer que la limite inférieure du paramètre de pente inverse des $\Lambda(1520)$ est égale au paramètre T des Λ (visible pour les différentes catégorie de centralité dans le tableau 7.1). Dans la mesure où l'intervalle en masse transverse contient la plus grande fraction de résonances, une erreur sur la valeur de T a une influence limitée sur le résultat final. Cette erreur est déterminée en variant T de sa limite inférieure jusqu'à une valeur plus élevée de 200 MeV. L'écart maximum entre les résultats calculées représente l'erreur due à l'incertitude sur T. L'écart entre les T des $\Lambda(1520)$ et des Λ est d'environ 110 MeV pour les collisions p+p. En première approximation, les paramètres de pente inverse utilisés pour les $\Lambda(1520)$ dans les collisions Au+Au sont donc pris égaux aux valeurs obtenues pour les Λ, auxquelles il est ajouté la valeur fixe de 110 MeV. Les résultats obtenus à partir de cette procédure sont regroupées dans les équations 7.16 et 7.17, qui donnent les taux de production respectifs des deux classes de centralité les plus périphériques. L'erreur due à l'incertitude sur T est séparée de l'erreur statistique.

$$\left.\frac{dN}{dy}\right|^{60-80\%}_{\Lambda(1520)+\bar{\Lambda}(1520)} = 0.089 \pm 0.029\,(stat) \pm 0.006\,(T) \tag{7.16}$$

$$\left.\frac{dN}{dy}\right|^{40-60\%}_{\Lambda(1520)+\bar{\Lambda}(1520)} = 0.180 \pm 0.091\,(stat) \pm 0.015\,(T) \tag{7.17}$$

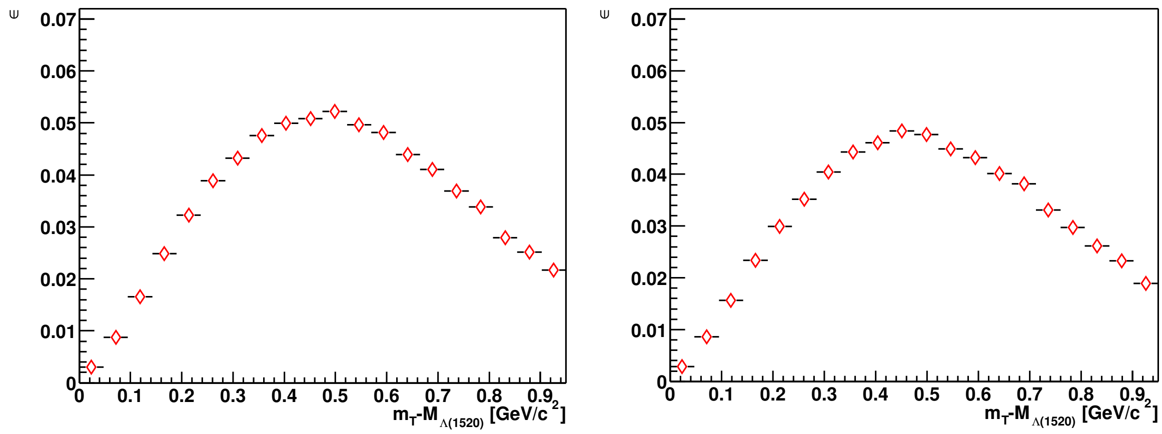

FIG. 7.5 – Distributions des facteurs ϵ en fonction de $m_T - M_{\Lambda(1520)}$ pour les catégories 10-40% et 10%.

7.2.1.3 Limite supérieure de production des $\Lambda(1520)$ dans les collisions Au+Au des catégories 10-40% et 10%

Les spectres en masse invariante ne montrent pas de signal pour les événements de biais minimum représentant entre 10 et 40% et moins de 10% de la section efficace hadronique totale. Ces résultats négatifs permettent néanmoins de fixer une limite supérieure sur les taux de production des $\Lambda(1520)$. Le calcul des limites passe d'abord par la mesure des quantités de signal avec la même méthode de dénombrement que celle employée précédemment. Les résultats confirment que les signaux ne sont pas significatifs puisque que les valeurs dénombrées sont inférieures à un écart-type. Celles-ci peuvent être exprimées en terme de taux de production par événement et par unité de rapidité grâce à la méthode développée pour les catégories 60-80% et 40-60%. Les distributions des facteurs ϵ en fonction de $m_T - M_{\Lambda(1520)}$ correspondantes aux deux catégories de centralité sont représentées sur la figure 7.5. Les calculs donnent des taux de production de $dN/dy = 0.192 \pm 0.218(stat) \pm 0.022(T)$ pour la catégorie 10-40% et $dN/dy = 0.087 \pm 0.769(stat) \pm 0.013(T)$ pour la catégorie 10%. Ces valeurs peuvent être traduites en limites supérieures grâce aux intervalles de confiance pour la moyenne d'une gaussienne contrainte à ne pas être négative. Ils sont définis dans [72]. L'approche utilisée permet d'obtenir une limite supérieure lorsque le choix entre celle-ci et un intervalle de confiance se fait en fonction du rapport signal sur bruit. Elle permet également de traiter correctement les cas où la valeur mesurée est négative. Le graphique 10 de [72] et les taux de production précédents, exprimés en terme d'écart-type statistique, permettent d'obtenir les limites supérieures des événements à 10-40% et moins de 10% de la section efficace. Pour un niveau de confiance de 90%, celles-ci sont égales aux erreurs statistiques correspondantes multipliées par les facteurs respectifs 2.52 et 1.75. Les erreurs dues à l'incertitude sur la température peuvent être ajoutées au carré à ces valeurs. Elles ne modifient que très peu les résultats finals :

$$\left.\frac{dN}{dy}\right|_{\Lambda(1520)+\bar{\Lambda}(1520)}^{10-40\%} < 0.550 \ (90\%\,\mathrm{CL}) \tag{7.18}$$

$$\left.\frac{dN}{dy}\right|_{\Lambda(1520)+\bar{\Lambda}(1520)}^{10\%} < 1.35 \ (90\%\,\mathrm{CL}) \tag{7.19}$$

7.2.2 Spectres corrigés des Λ

Les analyses des Λ utilisent les traces globales pour les collisions p+p et les traces primaires pour les collisions Au+Au. Les traces primaires ne sont pas utilisées avec les collisions p+p pour déterminer le spectre en masse transverse des Λ. La correction par l'embedding est en effet erronée dans ce cas précis. Pour expliquer les raisons de cette erreur, il faut d'abord rappeler que le signal de Λ, qui apparaît avec les traces primaires, existe uniquement parce que les hélices de certains produits de décroissance passent suffisamment près du vertex primaire. Les traces sont alors classées dans l'ensemble des traces primaires. Ce phénomène est correctement reproduit par les Λ Monte-Carlo de l'embedding, qui ont les mêmes caractéristiques cinématiques que les Λ réels. Ainsi les taux de production des Λ dans les collisions d'ions lourds sont correctement déterminés à partir d'analyses utilisant les traces primaires. Il apparaît cependant un biais systématique dans les collisions p+p. Il est dû essentiellement au fait que la multiplicité de ces événements est très faible. Aussi l'intégration d'un Λ par événement modifie beaucoup le résultat de la reconstruction lorsque les deux produits de décroissance sont effectivement reconstruits. La différence apparaît notamment sur la position du vertex primaire. Les deux traces issues du Λ constituent une part importante des traces reconstruites. Elles comptent alors beaucoup dans le calcul de la position du vertex primaire. Ceci tend notamment à rapprocher systématiquement le vertex primaire du vertex secondaire du Λ. Dès lors, la proportion de traces en provenance de Λ augmente artificiellement dans l'ensemble des traces primaires. Cet effet surestime systématiquement l'efficacité de reconstruction des Λ avec les traces primaires dans les collisions p+p.

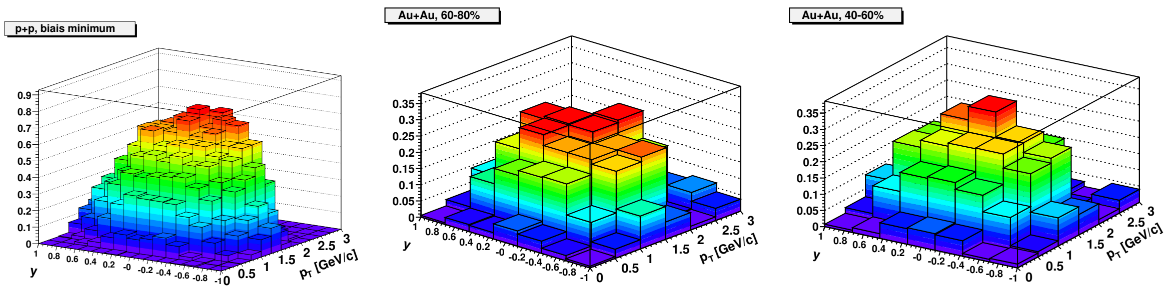

Fig. 7.6 – Acceptance×Efficacité de reconstruction des Λ dans les collisions p+p, Au+Au à 60-80% et Au+Au à 40-60%.

Pour le calcul de l'acceptance et de l'efficacité, le nombre N_{reco} de Λ Monte-Carlo reconstruits est compté parmi les paires de traces globales dans l'analyse p+p et les paires de traces primaires dans les analyses Au+Au. Les valeurs $\epsilon_{acc} \times \epsilon_{eff}$ qui en découlent sont représentées sur la figure 7.6 en fonction de la rapidité et de l'impulsion transverse des Λ. La diminution de l'efficacité est remarquable entre l'analyse utilisant les traces globales et celles utilisant les traces primaires. L'efficacité décroît aussi légèrement avec la centralité des collisions Au+Au.

7.2.2.1 Les Λ dans les collisions p+p

Les mesures du taux de production et de la valeur du paramètre de pente inverse sont effectuées après avoir corrigé le spectre en masse transverse. La distribution des facteurs de correction ϵ se trouve à gauche de la figure 7.7. Celle-ci contient à droite le spectre corrigé. L'erreur systématique vient notamment de la procédure de dénombrement. La quantité plus importante de signal contraint plus la méthode, de sorte que l'incertitude produite n'est que de 10%. L'erreur systématique totale ajoute en quadrature à cette valeur les 14% de normalisation sur le nombre d'événements. Le taux de production obtenu est donné dans l'équation 7.20. Le paramètre de pente inverse est de $T = 247 \pm 7$ MeV.

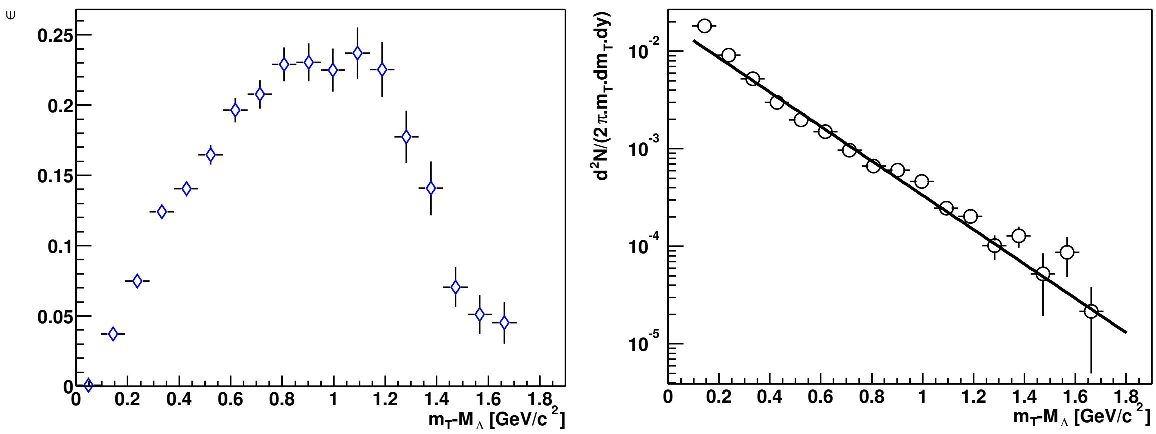

FIG. 7.7 – Distribution des facteurs ϵ en fonction de $m_T - M_\Lambda$ et spectre en masse transverse des Λ dans les collisions p+p.

$$\left.\frac{dN}{dy}\right|_{\Lambda}^{p+p} = 0.0394 \pm 0.0016\,(stat) \pm 17.2\%\,(syst) \tag{7.20}$$

7.2.2.2 Les Λ dans les collisions Au+Au

Les distributions des ϵ sont représentées sur la figure 7.8 pour les quatre catégories de centralité. Là encore l'efficacité de reconstruction diminue avec la centralité des collisions. Les spectres corrigés obtenus sont représentés sur la figure 7.9. Les valeurs des taux de production et des températures sont extraites des ajustements exponentiels. Les erreurs systématiques sur ces mesures sont comprises entre 5% et 10%. Les résultats sont rassemblés dans le tableau 7.1.

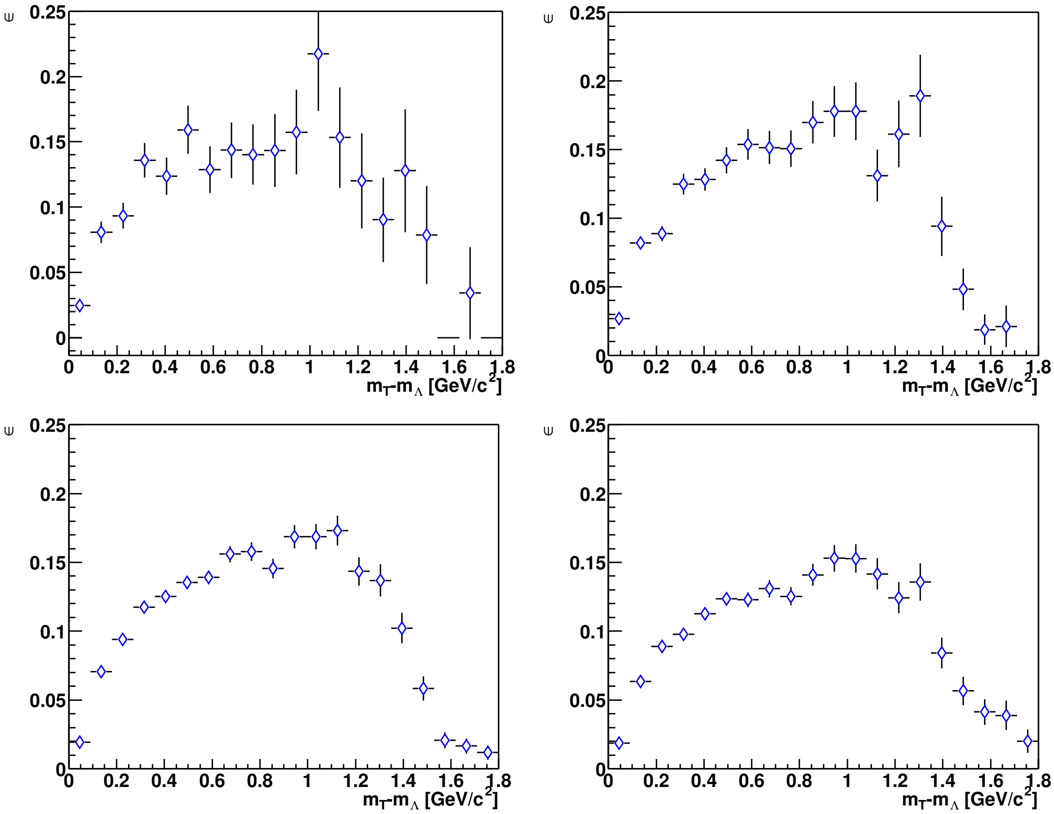

FIG. 7.8 – Facteurs de correction totaux en fonction de $m_T - M_\Lambda$ pour les 4 catégories de centralité des collisions Au+Au.

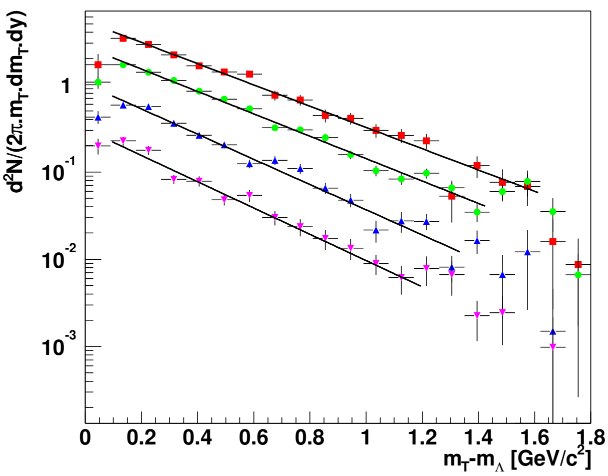

FIG. 7.9 – Spectres en masse transverse des Λ pour les 4 catégories de centralité des collisions Au+Au.

centralité	60-80%	40-60%	10-40%	<10%
dN/dy	0.788 ± 0.039	2.75 ± 0.09	8.45 ± 0.15	17.68 ± 0.51
T [MeV]	288 ± 17	301 ± 9	338 ± 7	356 ± 11

TAB. 7.1 – Résultats des ajustements des spectres en masse transverse des Λ pour les 4 catégories de centralité.

7.3 Conclusion

Après avoir expliqué les méthodes qui permettent de corriger les valeurs provenant directement des mesures, nous donnons successivement les taux de production des $\Lambda(1520)$ dans les collisions p+p et les collisions Au+Au, puis les taux de production des Λ dans les mêmes catégories de collisions. Les valeurs des paramètres de pente inverse ont également été données lorsqu'il était possible d'obtenir un spectre en masse transverse. Ces résultats peuvent maintenant être interprétés dans le prochain chapitre. Nous reviendrons notamment sur les principaux points évoqués au chapitre 2.

Chapitre 8

Interprétation des résultats

8.1 Production de $\Lambda(1520)$

Les résultats obtenus dans le chapitre précédent permettent d'analyser la production de $\Lambda(1520)$ à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Les études peuvent se faire en fonction du type de collisions (p+p et Au+Au à diverses centralités) et par rapport à la production de Λ. Il est à noter que le chapitre 7 donne, pour les collisions Au+Au, les taux de production et limites supérieures de la résonance et de son anti-particule, i.e. pour les $\Lambda(1520) + \bar{\Lambda}(1520)$. Pour permettre la comparaison avec les taux de production des Λ, ces valeurs seront par la suite divisées par deux pour approximer les taux de production des $\Lambda(1520)$ dans les collisions Au+Au.

Le rapport $\Lambda(1520)/\Lambda$ est une observable appropriée pour mettre en évidence le comportement particulier de la résonance $\Lambda(1520)$ en fonction du type de collisions. Les résultats permettent d'étudier l'évolution de ce rapport entre les collisions p+p et les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. L'ensemble des valeurs est rassemblé dans le tableau 8.1. Les rapports sont calculés à partir des taux de production des $\Lambda(1520)$ dans les collisions p+p et pour les événements Au+Au représentant 60-80% et 40-60% de la section efficace hadronique. Le signal n'apparaît pas sur les spectres en masse invariante des catégories plus centrales des collisions Au+Au de biais minimum. Il est néanmoins possible de calculer la limite supérieure du rapport $\Lambda(1520)/\Lambda$ à partir de celle apposée sur le taux de production des résonances. Le tableau 8.1 donne ces limites supérieures pour les catégories correspondant à 10-40% et 10% des collisions les plus centrales. Les erreurs prises en compte pour la valeur en p+p incluent les erreurs systématiques liées à la méthode de dénombrement. L'incertitude due à la normalisation du nombre d'événements n'est pas ajoutée puisqu'elle s'annule avec les rapports. Les valeurs obtenues pour les collisions Au+Au incluent 20% d'erreur systématique sur la production de $\Lambda(1520)$.

8.1.1 Nombre moyen de nucléons participants

Le nombre moyen de nucléons participants, noté N_{part}, représente une échelle intéressante pour comparer la production de particules en fonction de la centralité. Sa valeur est égale au nombre de nucléons qui subissent au moins une interaction durant la collision. Il quantifie donc la centralité en terme de collisions entre nucléons. Les

Systèmes	Rapports
pp	0.093 ± 0.017
Au+Au : 60-80%	0.056 ± 0.022
Au+Au : 40-60%	0.033 ± 0.018
	Limites supérieures
Au+Au : 10-40%	0.033
Au+Au : <10%	0.038

Tab. 8.1 – Rapports $\Lambda(1520)/\Lambda$ dans les collisions p+p et Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.

analyses du SPS ont montré que la production de particules à $\sqrt{s_{NN}} = 17.3$ GeV augmentait proportionnellement ou légèrement plus vite que N_{part}. La collaboration WA98 a par exemple déterminé que la densité de particules chargées à mi-rapidité variait proportionnellement avec $(N_{part})^{0.07\pm0.04}$ [73]. La production à RHIC de particules en fonction de N_{part} [74] a été étudiée dans le cadre de modélisations théoriques des mécanismes de production hadronique [75, 76, 77, 78]. Ces analyses et la dépendance précise de la production de particules en fonction de N_{part} sortent du cadre de cette thèse. Néanmoins le nombre de participants est une variable qui caractérise directement la production de particules en fonction de la centralité des collisions d'ions lourds ultra-relativistes. Elle permet de plus de comparer suivant leur centralité les résultats à différentes énergies. Il est donc très intéressant de présenter le taux de production des $\Lambda(1520)$ et le rapport $\Lambda(1520)/\Lambda$ en fonction de N_{part}. Le nombre de nucléons participants ne peut malheureusement pas être mesuré directement par l'expérience. Sa détermination requiert la comparaison des distributions expérimentales avec celles produites par des modèles phénoménologiques. Ceux-ci, basés sur des représentations de la collision de type Glauber [80], donnent en effet accès au nombre de participants. Le modèle de Glauber optique est notamment employé par la collaboration STAR pour obtenir le nombre moyen de participants pour les différentes catégories de centralité [81, 82]. Il s'appuie sur des considérations géométriques du recouvrement des deux noyaux [75, 79]. Les expressions de la section efficace différentielle $d\sigma/db$ et de N_{part} en sont déduites en fonction du paramètre d'impact b. Elles permettent de générer une distribution de $d\sigma/N_{part}$ par échantillonnage uniforme de b. Cette distribution est divisée selon les mêmes fractions de la section efficace hadronique, puis la moyenne des nombres de nucléons participants est calculée pour chaque catégorie. Les valeurs obtenues par cette méthode sont rassemblées dans le tableau 8.2. Les erreurs affichées incluent les erreurs systématiques.

Centralité Au+Au	$< N_{part} >$
60-80%	20 ± 6
40-60%	62 ± 10
10-40%	170 ± 13
<10%	325 ± 11

Tab. 8.2 – Valeurs des nombres moyens de participants pour les quatre catégories de centralité des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.

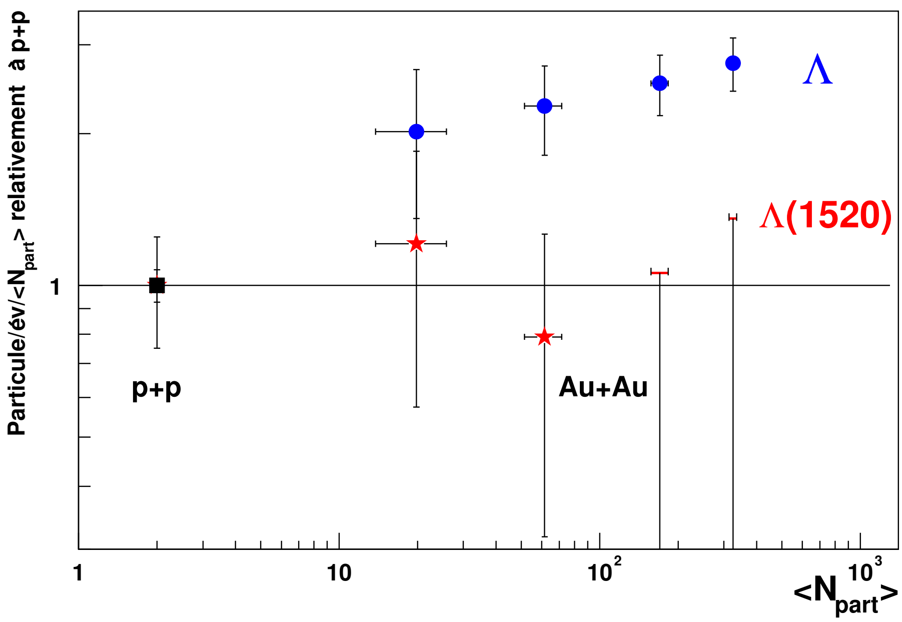

FIG. 8.1 – Taux de production des Λ et $\Lambda(1520)$ en fonction du nombre de participants, rapportés aux taux de productions dans les collisions p+p et par participant.

8.1.2 Production de $\Lambda(1520)$ suivant N_{part}

Pour étudier la production de particules dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes, il est intéressant de normaliser les taux de production par ceux obtenus dans les collisions p+p et par le nombre de participants. Cette normalisation permet d'observer la différence de production entre les deux systèmes, le plasma de quarks et de gluons devant être créé dans l'un mais pas dans l'autre. La création d'étrangeté dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes a notamment été étudiée de cette façon. L'augmentation de sa production a ainsi été révélée grâce à des figures telles que la figure 1.10 obtenue par la collaboration NA57. Les mesures effectuées dans cette thèse permettent de représenter sur la figure 8.1 et de façon similaire les taux de production des Λ et $\Lambda(1520)$ à RHIC. L'équation 8.1 explicite la variable calculée. Celle-ci est distribuée en fonction du nombre de participants. les valeurs pour les collisions p+p sont celles à $N_{part} = 2$ et sont donc égales à un.

$$v\left(\langle N_{part}\rangle\right) = \frac{\left.\frac{dN}{dy}\right|_{\Lambda(1520)}\left(\langle N_{part}\rangle\right)}{\langle N_{part}\rangle \times 0.5 \times \left.\frac{dN}{dy}\right|_{\Lambda(1520)}^{p+p}} \tag{8.1}$$

Sur la figure 8.1, on constate directement une augmentation de la production de Λ dans les collisions d'ions lourds par rapport à p+p. Cette augmentation est d'un facteur deux pour les collisions Au+Au périphériques, puis atteint environ 2.8 pour les collisions les plus centrales. Ces résultats confirment les observations à SPS. L'augmentation d'étrangeté aurait été de plus encore plus flagrante si les taux de production des $\bar{\Lambda}$ avaient été analysés. Les taux de production des $\Lambda(1520)$ montrent en revanche un comportement différent. Les valeurs calculées pour les collisions Au+Au périphériques et les limites supérieures obtenues pour les catégories plus centrales sont compatibles avec une valeur de 1. La résonance semble donc toujours produite proportionnellement au nombre de participants et à son taux de production dans les collisions p+p. La différence entre Λ et $\Lambda(1520)$ pourrait en principe venir d'une augmentation de l'étrangeté effective pour les Λ mais pas pour les $\Lambda(1520)$. Il est cependant difficile d'imaginer un mécanisme de production qui serait si différent entre ces deux particules. Ainsi il est plus probable que l'apparente non-augmentation de la production de résonances soit due à la suppression d'une partie du signal dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes.

8.1.3 Évolution du rapport $\Lambda(1520)/\Lambda$ suivant N_{part}

L'ensemble des rapports $\Lambda(1520)/\Lambda$ calculés pour les collisions p+p et les collisions d'ions lourds ultra-relativistes sont représentés sur la figure 8.2 en fonction du nombre de participants. Il permet d'analyser plus précisément les différences de comportement entre les deux particules. La figure contient les rapports et les limites supérieures du tableau 8.1. Le rapport préliminaire $\Lambda(1520)/\Lambda$ pour les collisions Au+Au centrales à RHIC [83] et les valeurs de NA49 pour les collisions p+p et Pb+Pb centrales du SPS [43] sont également marqués sur la figure. Les lignes horizontales indiquent les valeurs de deux prédictions du rapport $\Lambda(1520)/\Lambda$ dans les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV. Ces valeurs sont obtenues à partir de deux modèles statistiques indépendants qui supposent un équilibre thermique complet. Elles sont de 0.071 pour le modèle de P. Braun-Munzinger *et al.* [84] et de 0.062 ± 0.002 pour le modèle de W. Broniowski et W. Florkowski [85].

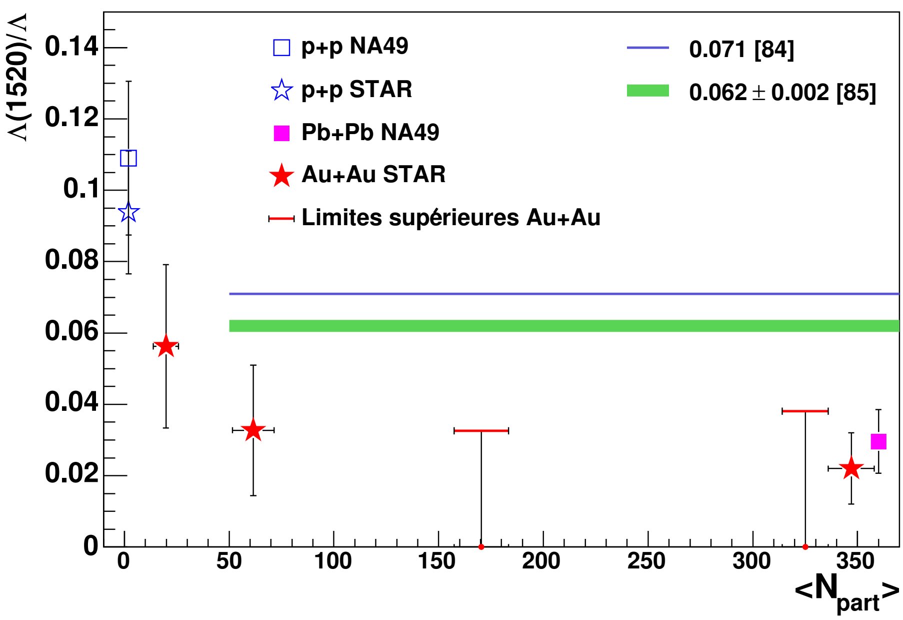

FIG. 8.2 – Rapports $\Lambda(1520)/\Lambda$ en fonction du nombre de participants pour différents systèmes et prédictions de modèles statistiques.

Le rapport Λ(1520)/Λ diminue à partir de sa valeur initiale d'environ 0.1 pour les collisions p+p jusqu'à environ 0.025 pour les collisions centrales d'ions lourds ultra-relativistes. Les données des expériences NA49 et STAR se recoupent largement. La dépendance en fonction de la centralité est obtenue grâce à l'analyse des collisions de biais minimum de STAR. Le rapport Λ(1520)/Λ semble décroître très rapidement avec la centralité de la collision. Sa valeur s'accorde avec les prédictions thermiques uniquement pour les collisions représentant entre 60% et 80% de la section efficace hadronique. Ensuite elle diminue pour la catégorie 40-60% et est inférieure de plus d'un écart-type aux prédictions thermiques. Les limites supérieures et les valeurs pour les collisions centrales ne laissent pas entrevoir d'évolution du rapport. Aussi le rapport Λ(1520)/Λ semble se stabiliser à une valeur proche de 0.025 pour les 40% des collisions les plus centrales.

8.1.4 Étude des processus de rediffusion à RHIC par UrQMD

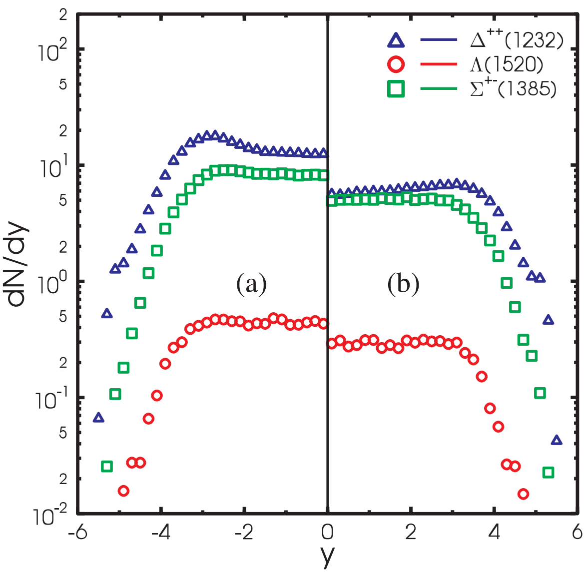

FIG. 8.3 – Densité de rapidité dans les collisions du RHIC à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV pour diverses résonances dont le Λ(1520) [86]. En (a) sont comptées toutes les décroissances et en (b) uniquement les décroissances dont les produits de décroissance n'ont pas diffusé.

Sur la base de l'hypothèse de la diffusion des produits de décroissance, les résultats expérimentaux peuvent être comparés avec l'étude de celle-ci faite grâce à UrQMD. La densité de rapidité du Λ(1520) à RHIC, obtenue par UrQMD, est représentée sur la figure 8.3 en fonction de la rapidité. La figure est divisée en deux parties. La partie de gauche montre toutes les résonances qui ont été produites durant la collision. La partie de droite représente les résonances observables, dont les produits de décroissance n'ont pas subit de ré-interaction. UrQMD prédit ainsi une perte du signal de Λ(1520) de 30% environ à RHIC et à mi-rapidité. On pourrait s'attendre à ce qu'elle soit en fait légèrement inférieure. En effet, la probabilité de diffusion des produits de décroissance est dépendante de l'impulsion de la résonance. Une résonance de grande impulsion a plus de probabilité de décroître en dehors du système. Les spectres en impulsion des particules simulées par UrQMD à l'énergie du RHIC semblent donner des paramètres de pente inverse plus faible que la réalité, probablement à cause de l'absence de flot partonique. Ainsi l'impulsion moyenne pourrait être sous-estimée, se qui entraînerait une surestimation de la suppression.

Les simulations d'UrQMD montrent également une différence entre les résultats à l'énergie du SPS et à l'énergie du RHIC. Le facteur de suppression est en effet de 50% environ à mi-rapidité pour le SPS. Il peut notamment être déterminé à partir de la figure 2.7 du chapitre 2.

8.1.5 Comparaison entre résultats et prédictions des modèles

Le rapport $\Lambda(1520)/\Lambda$ est inférieur à la prédiction du modèle de W. Broniowski et W. Florkowski. Ce modèle considère en particulier qu'un seul freeze-out intervient, marquant simultanément la fin des collisions inélastiques et élastiques. Il suppose donc que toutes les résonances sortent directement d'un système thermalisé pour décroître librement en direction des détecteurs. Les résultats expérimentaux semblent contredire cette hypothèse. Une valeur du rapport inférieure à la prédiction thermique plaiderait en faveur d'un *freeze-out* chimique suivi par un *freeze-out* thermique. L'intervalle de temps entre ces deux *freeze-out* permettrait en effet de supprimer une partie du signal par des collisions élastiques avec les produits de décroissance. La valeur calculée par W. Broniowski et W. Florkowski peut néanmoins être considérée comme celle établie avant que l'étape de rediffusion ait lieu. Elle permet donc d'estimer la quantité de $\Lambda(1520)$ qui ont été supprimés durant cette dernière étape. En supposant que la production observée des Λ suit le modèle thermique, les rapports $\Lambda(1520)/\Lambda$ théorique et expérimentale de respectivement 0.062 et 0.025 permettent d'estimer à 60% la suppression du nombre de $\Lambda(1520)$ observables par rapport à la valeur thermique. La suppression observée est donc plus importante que celle prédite par UrQMD à RHIC. Le même type de calculs effectué pour le SPS montre une suppression de 50% des $\Lambda(1520)$ entre une valeur thermique et la valeur obtenue grâce au rapport $\Lambda(1520)/\Lambda$ de NA49. Cette valeur est donc en accord avec celle prédite par UrQMD au SPS. Les collisions au RHIC pourraient donc permettre de révéler un nouveau phénomène qui supprimerait d'avantage les $\Lambda(1520)$. Néanmoins les incertitudes sur les taux de suppression venant d'UrQMD et les erreurs expérimentales sur les rapports sont encore beaucoup trop importantes pour pouvoir conclure de manière définitive. Par ailleurs, UrQMD est en accord avec la valeur expérimentale à RHIC lorsqu'il prédit un rapport $\Lambda(1520)/\Lambda$ observé d'environ 0.27 à mi-rapidité [87].

8.1.6 Calcul de T au freeze-out chimique et de la durée Δt de l'étape de rediffusion

Le modèle de G. Torrieri et J. Rafelski permet d'estimer la température au *freeze-out* chimique et la durée de l'étape de rediffusion. Deux rapports du type résonances sur état fondamental sont nécessaires. Le premier peut être le rapport $\Lambda(1520)/\Lambda$ obtenu pour les collisions centrales à RHIC. Un second rapport disponible est le rapport $K^*(892)/K^-$ mesuré par STAR à la valeur de 0.205 ± 0.033 [88]. Reportées sur un diagramme (T,Δt), ces valeurs permettent de définir une zone rectangulaire. Celle-ci délimite les conditions de température au *freeze-out* chimique et de durée de l'étape de rediffusion qui entraîneraient les taux de production observés pour les deux résonances. La figure 8.4 représente le diagramme calculé pour les deux rapports considérés. Elle est obtenue à partir de l'application directe du modèle. Des lignes

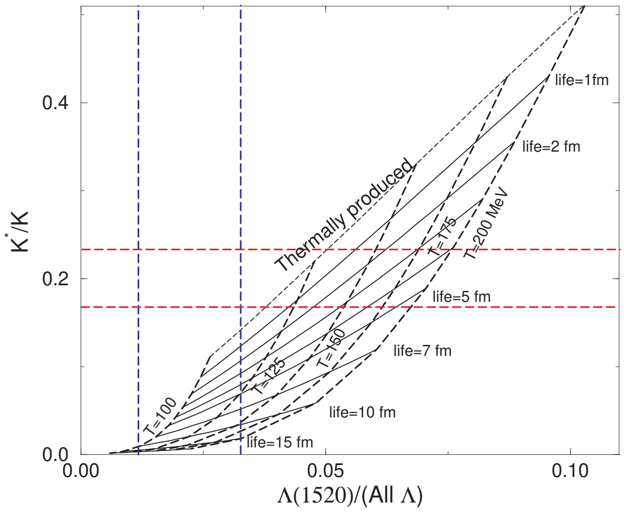

Fig. 8.4 – Diagramme des valeurs (T,Δt) en fonction des rapports $K^*(892)/K$ et $\Lambda(1520)/\Lambda$ sans suppression supplémentaire des $\Lambda(1520)$. Diagramme extrait de [46].

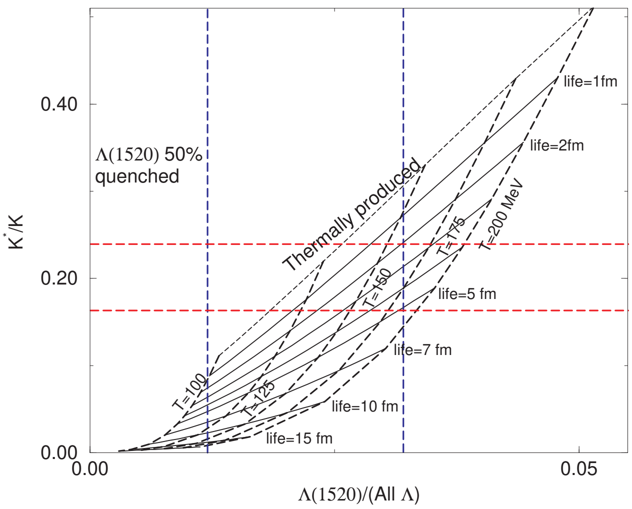

Fig. 8.5 – Diagramme des valeurs (T,Δt) en fonction des rapports $K^*(892)/K$ et $\Lambda(1520)/\Lambda$ lorsqu'une suppression supplémentaire de 50% est comptée. Diagramme extrait de [46].

pointillées représentent les rapports expérimentaux à plus ou moins un écart-type de leur valeur centrale. La zone délimitée sur la figure 8.4 paraît en dehors du domaine autorisé par le modèle. En fait, il existe un certain nombre de mécanismes qui pourraient justifier une suppression supplémentaire des $\Lambda(1520)$. Une augmentation dans le milieu de la largeur de masse pourrait par exemple réduire le temps de vie moyen et donc augmenter la proportion de $\Lambda(1520)$ qui décroissent dans le milieu [50, 46, 51]. Cet élargissement du spectre en masse pourrait s'accompagner d'un mélange des états $\Lambda(1520)$ avec les Σ^*, par l'intermédiaire de réactions telles que :

$$\pi + \Lambda(1520) \rightarrow \quad \Sigma^* \quad \rightarrow \pi + \Lambda \tag{8.2}$$

Aussi G. Torrieri et J. Rafelski ont également calculé le diagramme de la figure 8.5 dans le cas où deux fois plus de $\Lambda(1520)$ sont supprimés. Ce facteur deux est également cohérent avec celui observé grâce à UrQMD. Cette fois-ci la zone délimitée est à l'intérieur du diagramme. Les valeurs de la température au freeze-out chimique sont relativement peu contraintes par cette zone. En revanche l'intervalle de temps Δt peut varier entre 0 et 5 fm/c. De plus, dans le cas où l'on supposerait une température proche de 175 MeV, la valeur déduite de Δt serait entre 4 et 5 fm/c.

Toutes ces conclusions restent cependant incertaines, en partie à cause des erreurs expérimentales mais également à cause des différents mécanismes qui peuvent régir la production des résonances. Nous venons de parler de la suppression supplémentaire des $\Lambda(1520)$ qui sera probablement difficile à caractériser. Elle dépend en effet probablement des propriétés particulières des $\Lambda(1520)$ et demande d'étudier l'effet du milieu à partir de la QCD. D'autres phénomènes tels que la régénération des résonances durant la rediffusion peuvent entrer en jeu. Les $K^*(892)$ pourraient notamment être sensibles à celle-ci par l'intermédiaire de réactions telles que :

$$K\pi \rightarrow \quad K^* \quad \rightarrow K\pi \tag{8.3}$$

qui peuvent diminuer la suppression des $K^*(892)$. Des modèles microscopiques tels que UrQMD peuvent prendre correctement en compte ces phénomènes de régénération. Il serait d'ailleurs intéressant de coupler un modèle thermique avec un modèle RQMD qui modéliserait la phase finale de rediffusion. Un tel couplage permettrait d'obtenir les spectres en impulsion et les multiplicités des particules au moment du *freeze-out* thermique puis bénéficierait du traitement détaillé de la diffusion par le modèle microscopique.

Ainsi nous ne sommes qu'au début des études sur les résonances dans les collisions d'ions lourds. Les modèles de production des résonances peuvent être améliorés pour prendre en compte le plus possible de phénomènes. Les études futures sur la phase de rediffusion devront aussi bénéficier de l'observation du plus grand nombre de résonances pour isoler chaque phénomène, et notamment celui de la rediffusion des produits de décroissance.

8.2 Spectres en impulsion

Le spectre en impulsion des $\Lambda(1520)$ n'a pas pu être mesuré dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes. Il pourrait notamment révéler la diffusion des produits de décroissance. Celle-ci est en effet d'autant plus importante que l'impulsion des particules est faible. La diffusion pourrait par conséquent entraîner une augmentation artificielle du paramètre de pente inverse des résonances. Cet effet a notamment été observé pour les $K^*(892)$ dont le p_T moyen est supérieur à celui des protons qui sont pourtant plus lourds [88]. Des indications de ce phénomène peuvent avoir été remarquées pour le $\Lambda(1520)$. Le rapport signal sur bruit semble en effet augmenter dans les collisions Au+Au centrales lorsqu'une coupure est appliquée sur l'impulsion minimale des $\Lambda(1520)$. Une telle coupure permettrait en effet d'éviter les domaines en impulsion où la suppression est la plus forte.

En p+p, la mesure du spectre en masse transverse des $\Lambda(1520)$ a permis d'obtenir la valeur de leur p_T moyen par l'intermédiaire de la fonction d'ajustement exponentielle. Les valeurs de ce p_T moyen sont représentées sur la figure 8.6 pour l'ensemble des particules. La dépendance observée en fonction de la masse des particules n'est pas encore expliquée. La figure 8.6 montre une augmentation en fonction de la masse. Il apparaît néanmoins deux tendances distinctes. La ligne pointillée représente un croissance linéaire en fonction de la masse, entre les points correspondant aux pions et aux $\Lambda(1520)$. Elle passe notamment par les points d'autres résonances, i.e. les ϕ

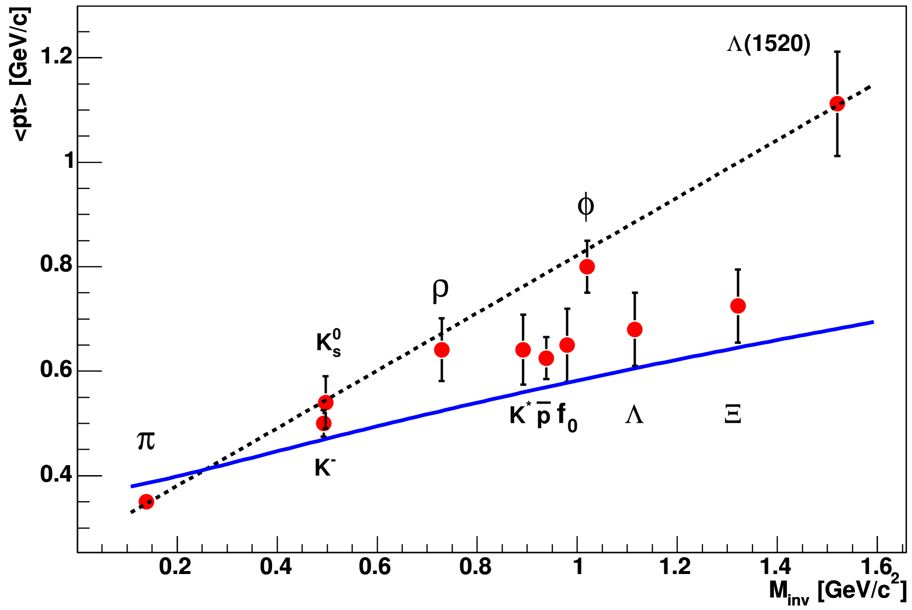

FIG. 8.6 – p_T moyen des particules dans les collisions p+p à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV en fonction de leur masse.

et les ρ. En dehors de ces points, l'augmentation du p_T moyen semble se rapprocher d'un comportement prédit par un modèle statistique. La ligne continue représente ainsi un ajustement de l'ensemble des points à partir d'une fonction obtenue par R. Hagedorn et J. Rafelski [89]. Notons que d'autres résonances suivent cette tendance comme les $K^*(892)$ et les f_0. Il serait donc intéressant de comprendre pourquoi, dans les collisions p+p, l'impulsion moyenne de certaines résonances serait supérieure à la tendance suivie par la majorité des autres particules.

8.3 Perspectives

Les interprétations présentées doivent être considérées avec prudence, en partie à cause des erreurs sur les mesures expérimentales. Un certain nombre de mesures capitales ne sont pour l'instant pas accessibles, comme par exemple la mesure du spectre en impulsion des $\Lambda(1520)$ dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes. Les prochaines campagnes du RHIC pourraient remédier aux faibles statistiques actuelles. Des estimations montrent que 70 millions d'événements de biais minimum sont nécessaires pour obtenir un spectre en masse transverse équivalent en terme de statistique au spectre actuel pour les collisions pp. Ce spectre pourrait par contre être obtenu uniquement avec les $\Lambda(1520)$. De la même manière il faudrait 25 millions d'événements Au+Au centraux pour obtenir un spectre en masse transverse de $\Lambda(1520)$ dans les collisions centrales. Ces estimations et le grand nombre d'événements requis pour mesurer les productions de toutes les résonances ont compté dans les priorités de STAR, définies pour la prochaine campagne de prise de données. Celle-ci commencera au début de l'année 2004 et sera consacrée à une longue prise de données Au+Au pendant 11 semaines. Le dispositif d'acquisition de données de STAR a notamment été amélioré pour pouvoir augmenter la fréquence de déclenchement. Ainsi les objectifs sur les nombres d'événements enregistrés pourraient être remplis et permettre d'améliorer fortement la précision des mesures sur les $\Lambda(1520)$.

Pour les années à venir, la sensibilité de STAR envers le signal de $\Lambda(1520)$ pourrait fortement augmenter grâce à la construction d'un détecteur de temps de vol (TOF). Ce détecteur utilisera une nouvelle technologie MRPC (pour *Multi-Gap Resistive Plate Chamber*) et couvrira l'ensemble de l'acceptance de la TPC. Son intégration sera faite sous la forme d'environ 4000 chambres placées dans les structures d'intégration du CTB. Le TOF de STAR permettra notamment d'identifier les particules jusqu'à une impulsion entre 1 et 2 GeV. L'identification sera donc fortement améliorée par rapport à celle permise par la TPC en dessous de 1.2 GeV. Les $\Lambda(1520)$ sont les résonances qui bénificieront le plus du gain apporté par le TOF. Il permettra en effet de distinguer à la fois les protons et les kaons sur un large intervalle en impulsion transverse. Selon les estimations, le TOF pourra ainsi multiplier par 10 le nombre de $\Lambda(1520)$ reconstruits. Le détecteur de vertex de STAR permettra également d'améliorer indirectement la sensibilité aux résonances. Bien qu'il ne puisse jamais observer le vertex secondaire de la décroissance des résonances, il pourra distinguer plus précisément les traces secondaires et donc rejeter le bruit de fond venant notamment des produits de décroissances des hypérons étranges.

Enfin le RHIC a produit des collisions d+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Ce type de collisions représente une référence plus intéressante que les collisions p+p. Pour des raisons telles que les règles de conservation d'isospin ou du fait de l'(anti-)*shadowing* des nucléons participants, il existe déjà une augmentation de l'étrangeté entre les collisions p+p et celles de type p+A. Aucun plasma de quarks et de gluons ne devrait pourtant apparaître dans ces systèmes. Ce sont donc les collisions p+A qui doivent servir de référence aux collisions A+A [50]. Les analyses de la production de $\Lambda(1520)$ dans les collisions d+Au sont en cours. Elles permettront d'obtenir le rapport $\Lambda(1520)/\Lambda$ jusqu'à un nombre de participants d'environ 14. Il sera alors intéressant de voir si les $\Lambda(1520)$ suivent les prédictions thermiques calculées pour les collisions d'ions lourds ultra-relativistes et s'il existe un phénomène de rediffusion dans les collisions d+Au.

Conclusion

L'analyse de la production des résonances $\Lambda(1520)$ à RHIC a démontré l'intérêt de cette étude. Il est en effet pertinent de considérer ces particules comme une sonde de la phase hadronique lors des collisions d'ions lourds ultra-relativistes. Les $\Lambda(1520)$ ont été les premières résonances à montrer un comportement particulier. Leur taux de production, mesuré par NA49 au SPS, semble en effet inférieur au taux de production estimé par les modèles thermiques à $\sqrt{s_{NN}} = 17.3$ GeV. Notre étude confirme la tendance du SPS, à savoir une production de $\Lambda(1520)$ à RHIC insuffisante par rapport aux prédictions thermiques.

Ces résultats peuvent être interprétés par la rediffusion à l'intérieur du système de certains produits de décroissance du $\Lambda(1520)$. L'amplitude de cette rediffusion a été étudiée au niveau microscopique grâce à UrQMD. La suppression des $\Lambda(1520)$ est ainsi estimée à 50% pour les collisions du SPS et à 30% pour les collisions du RHIC. Le phénomène de rediffusion a de plus été exploité dans le modèle de J. Rafelski et G. Torrieri pour obtenir, à partir des taux de production d'au moins deux résonances, la température de *freeze-out* chimique et la durée, éventuellement non nulle, entre les *freeze-out* chimique et thermique.

Les rapports $\Lambda(1520)/\Lambda$ ont été mesurés pour les collisions de biais minimum enregistrées avec le dispositif expérimental de STAR. L'analyse de ces événements par catégories de centralité laisse apparaître une diminution du rapport pour les collisions les plus centrales. Seul le rapport expérimental de la catégorie représentant de 60 à 80% de la section efficace pourrait être en accord avec les prédictions de modèles statistiques. En revanche, le rapport et les limites supérieures obtenues pour les collisions plus centrales sont inférieurs aux prédictions. Ces résultats plaident donc en faveur de l'existence d'une étape de diffusion entre les *freeze-out* chimique et thermique. La zone délimitée par les rapports expérimentaux $\Lambda(1520)/\Lambda$ et K^*/K ne correspond pas avec la zone permise par le modèle de J. Rafelski et G. Torrieri, lorsque celui-ci est appliqué directement. Il existe néanmoins des raisons de penser que d'autres mécanismes puissent générer une suppression supplémentaire des $\Lambda(1520)$. La multiplication d'un facteur deux de la suppression permet alors de faire coïncider les valeurs expérimentales avec celles permises par le modèle. La comparaison entre le modèle et l'expérience permet alors d'extraire effectivement un intervalle de temps entre les *freeze-out* chimique et thermique. Cet intervalle peut être considéré comme étant inférieur à 5 fm/c. Le facteur suplémentaire de deux, utilisé pour cette estimation, est confirmé par la comparaison entre la prédiction d'UrQMD et la suppression de 60% entre les valeurs expérimentales de STAR et la valeur thermique à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.

Notre étude a révélé des mécanismes de supression des $\Lambda(1520)$ encore peu étudiés. Les interprétations à partir des mesures expérimentales souffrent de plus de la faible quantité de signal. Des développements théoriques supplémentaires et une augmentation conséquente de la statistique seront donc nécessaires pour pousser plus loin les études. Il sera de plus capital d'étendre nos observations expérimentales au plus grand nombre de résonances, chacune d'elles ayant ses avantages et ses inconvénients. Outre le K^*, d'autres résonances telles que les $\Sigma(1385)$ et $\Xi(1530)$ pourraient ainsi venir compléter ces mesures. L'analyse de la production des $\Lambda(1520)$ dans les premières collisions du RHIC à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV représente donc le commencement de ce genre d'études. Celles-ci bénéficieront, dans les prochaines campagnes du RHIC, d'un nombre d'événements plus important et de l'apport de nouveaux détecteurs. La précision apportée pourra également permettre d'étudier le flot des résonances et de trancher sur une éventuelle modification de leurs propriétés dans le milieu.

Annexe A

Mesure des coefficients V_n

La méthode présentée ici est la méthode utilisée pour calculer les coefficients V_n dans les collisions p+p et Au+Au et pour les différents types de particules. Ces coefficients ont ensuite été employés dans la correction de l'effet de l'anisotropie des événements (voir chapitre 5). L'avantage de cette méthode est qu'elle utilise le rapport entre les distributions angulaires venant d'événements réels et d'événements mixés. Elle est donc sensible à tous phénomènes induisant une asymétrie dans le plan transverse, de la même manière que les spectres en masse invariante obtenus par mélange d'événements. En contrepartie elle ne peut être directement utilisée dans la mesure du flot car elle est sensible aux autres contributions. Son avantage est également qu'elle ne nécessite pas de déterminer le plan de la réaction.

La mesure s'appuie sur la fonction de corrélation définie par :

$$C(\Delta\phi) \quad = \quad \frac{N_{corr\acute{e}l\acute{e}}(\Delta\phi)}{N_{non\,corr\acute{e}l\acute{e}}(\Delta\phi)}$$

où $N_{corr\acute{e}l\acute{e}}(\Delta\phi)$ représente la distribution des $\Delta\phi$ entre deux particules du même type venant d'un même événement et $N_{non\,corr\acute{e}l\acute{e}}(\Delta\phi)$ la distribution des $\Delta\phi$ entre deux particules du même type venant d'événements mixés. Cette fonction de corrélation permet de déterminer directement les coefficients V_n en posant :

$$C(\Delta\phi) \quad \propto \quad 1 + 2\left(V_1^2 \cos\Delta\phi + V_2^2 \cos 2\Delta\phi + \cdots + V_n^2 \cos n\Delta\phi\right) \qquad \text{(A.1)}$$

Les paramètres V_n sont donc déterminés en ajustant la fonction de l'équation A.1 à la fonction de corrélation $C(\Delta\phi)$. Ils correspondent alors aux coefficients V_n caractérisant le type de particules sélectionnées pour remplir les distributions $\Delta\phi$. Les mesures effectuées dans cette thèse se sont limitées à l'ordre maximal $n = 4$. De plus, les coefficients V_n sont généralement dépendant de l'impulsion transverse p_T de la particule. Ainsi les distributions en $\Delta\phi$ et les mesures des V_n ont été faites par catégorie d'impulsion transverse. La figure A.1 représente un exemple de ces différentes distributions pour des kaons (sélectionnés par leur perte d'énergie dans la TPC) avec une impulsion transverse entre 1.25 et 1.5 GeV/c. Cette figure représente un seul canal en p_T des figures A.2 et A.3. Ces figures regroupent les mesures des coefficients V_1, V_2, V_3 et V_4utilisées durant l'analyse des taux de production du $\Lambda(1520)$.

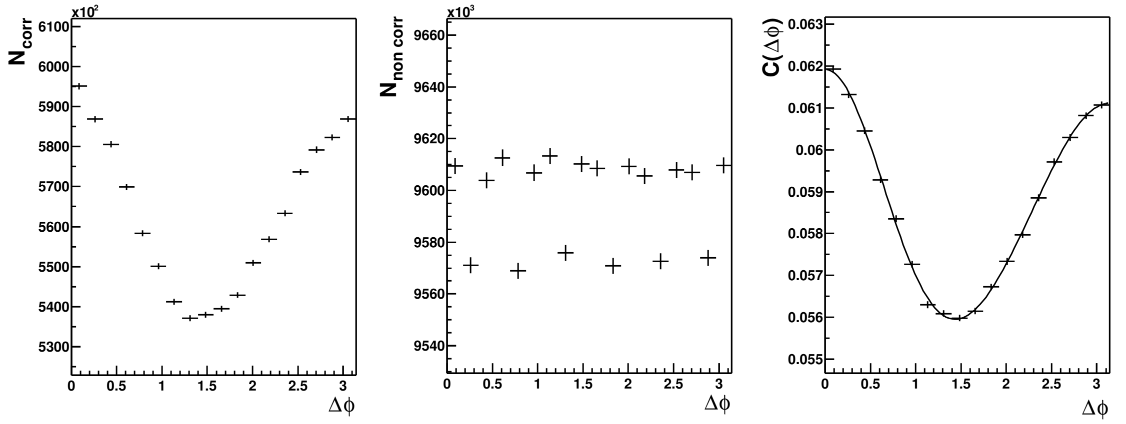

FIG. A.1 – Distributions en $\Delta\phi$ pour des particules d'un même événement et d'événements mixés. Rapport des deux distributions ajusté par la fonction A.1.

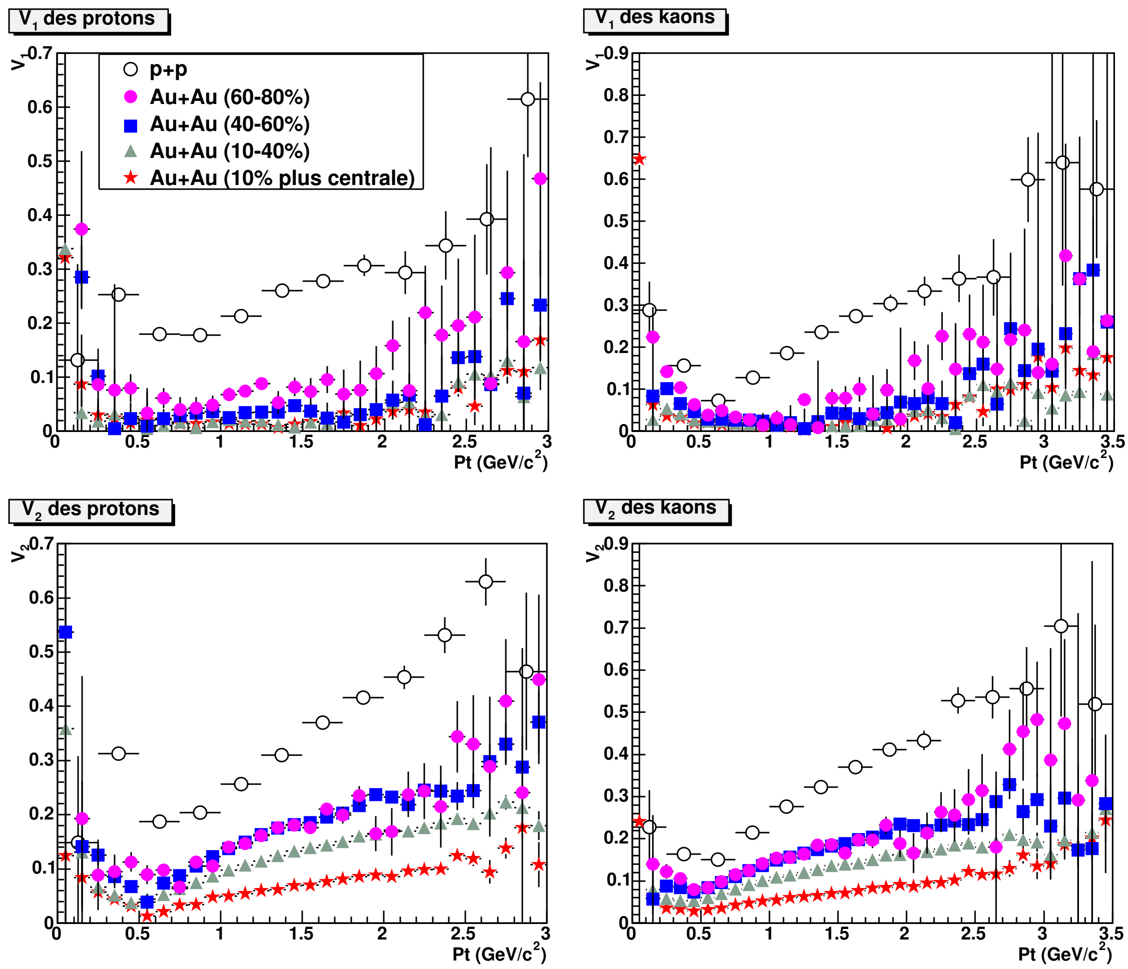

FIG. A.2 – Mesures des V_1 et V_2 des kaons et protons sélectionnés dans les analyses $\Lambda(1520)$.

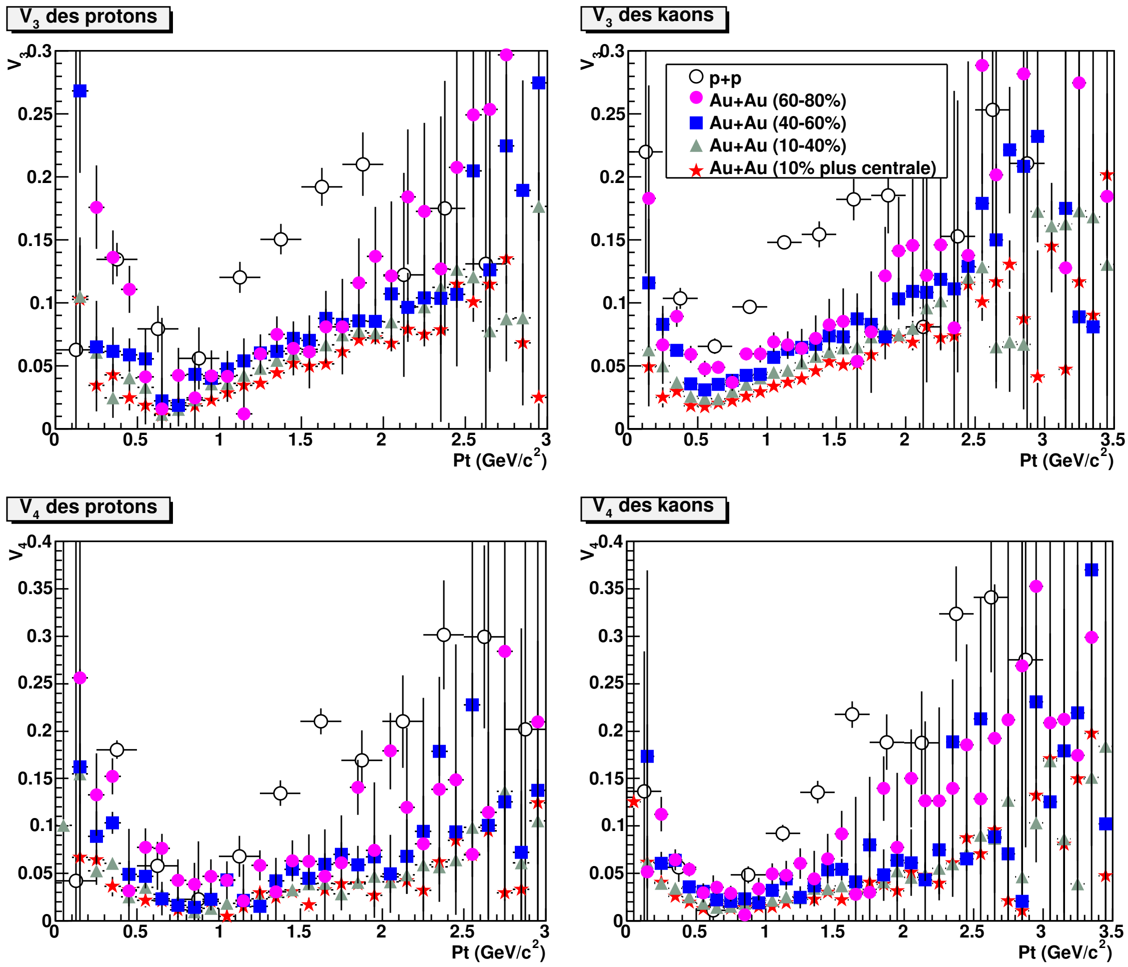

FIG. A.3 – Mesures des V_3 et V_4 des kaons et protons sélectionnés dans les analyses $\Lambda(1520)$.

Bibliographie

[1] M. Lüscher, K. Symanzik, P. Weisz, *Anomalies of the free loop wave equation in the WKB approximation*, **Nucl. Phys. B173, 365** (1980).

[2] J. Engels, F. Karsch, H. Satz, *A Finite Size Analysis Of The Heavy Quark Potential In A Deconfining Medium*, **Nucl. Phys. B315, 419** (1989).

[3] V. Bornyakov *et al*, *Heavy quark potential in lattice QCD at finite temperature*, ITEP-LAT-2002-31, KANAZAWA-02-40, (2003) [hep-lat/0301002].

[4] A. Casher, *Chiral symmetry breaking in quarks confining theories*, **Phys. Lett. B83, 395** (1979).

[5] C.E. DeTar and J. F. Donogue, *Bag model of hadrons*, **Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 33, 235** (1983).

[6] S. Hands, *The phase Diagram of QCD*, **Contemp. Phys. 42,209** (2001) [physics/0105022].

[7] A. Chodos, R.L. Jaffe, K. Johnson, Charles B. Thorn, V.F. Weisskopf, *A new extended model of hadrons*, **Phys. Rev. D9, 3471** (1974) ;
A. Chodos, R.L. Jaffe, K. Johnson, Charles B. Thorn, *Baryon structure in the bag theory*, **Phys. Rev. D10, 2599** (1974).

[8] J.B. Kogut, **Rev. Mod. Phys. 55, 775** (1983).

[9] F. Karsch, E. Laermann, A. Peikert, *The pressure in two flavor, (2+1) flavor and three flavor QCD*, **Phys. Lett. B478, 447** (2000), [hep-lat/0002003].

[10] F. Karsch, *Lattice Results on QCD Thermodynamics*, **Nucl. Physics A698, 199c** (2002) .

[11] J. D. Bjorken, *Highly Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions : The Central Rapidity Region*, P**hys. Rev. D27, 140** (1983).

[12] W. Reisdorf and H.G. Ritter, *Collective flow in heavy ion collisions*, **Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 47, 663** (1997).

[13] N. Herrmann, J.P. Wessels, and T. Wienold, *Collective flow in heavy ion collisions*, **Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 49. 581** (1999).

[14] J.-Y Ollitrault, *Flow systematics from SIS to SPS energies*, **Nucl. Phys. A 638, 195c** (1998) [nucl-ex/9802005].

[15] H. Sorge, *Highly Sensitive Centrality Dependence of Elliptic Flow - A Novel Signature of the Phase Transition in QCD*, **Phys. Rev. Lett. 82, 2048** (1999) [nucl-th/9812057].

[16] D. Teany, J. Lauret, and E. V. Shuryak, *Flow at the SPS and RHIC as a Quark Gluon Plasma Signature*, **Phys. Rev. Lett. 86, 4783** (2001) [nucl-th/0011058].

[17] J. Rafelski, B. Müller, *Strangeness Production In The Quark - Gluon Plasma*, **Phys. Rev. Lett. 48, 1066** (1982), Erratum-ibid. **56, 2334** (1986).

[18] P. Koch, B. Müller, J. Rafelski, *Strangeness In Relativistic Heavy Ion Collisions*, **Phys. Rept. 142, 167** (1986).

[19] J. W. Harris, B Müller, *The search for the quark-gluon plasma*, **Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 46, 71** (1996) [hep-ph/9602235].

[20] J.-P. Blaizot, *Signals of the quark-gluon plasma in nucleus nucleus collisions*, **Nucl. Phys. A661, 3** (1999) [hep-ph/9909434].

[21] S.A. Bass, M. Gyulassy, H. Stocker, W. Greiner, *Signatures of quark-gluon-plasma formation in high energy heavy-ion collisions : A critical review*, **J. Phys. G 25, R1** (1999) [hep-ph/9810281].

[22] T. Matsui et H. Satz, J/ψ Suppression By Quark - Gluon Plasma Formation, **Phys. Lett. B178, 416** (1986).

[23] M.C. Abreu *et al.* (NA50), *Anomalous J/Psi Suppression In Pb-Pb Interactions At 158 Gev/C Per Nucleon*, **Phys. Lett. B410, 337** (1997) ;
M.C. Abreu *et al.* (A50), *Evidence for deconfinement of quarks and gluons from the J/psi suppression pattern measured in Pb-Pb collisions at the CERN-SPS*, **Phys. Lett. B477, 28** (2000).

[24] V. Manzari *et al.* (NA57 Collaboration), *Hyperon Yields In Pb Pb Collisions From Na57 Experiment*, **Nucl. Phys. A715, 140** (2003).

[25] T.S. Biro, P. Levai, B. Muller, *Strangeness Production With 'Massive' Gluons*, **Phys. Rev. D42, 3078** (1990).

[26] N. Bilic, J. Cleymans, I. Dadic, D. Hislop, *Gluon Decay As A Mechanism For Strangeness Production In A Quark Gluon Plasma*, **Phys. Rev. C52, 401** (1995).

[27] A. Capella (Orsay, LPTHE), D. Sousa, *New J/psi suppression data and the comovers interaction model*, [nucl-th/0303055].

[28] D. Kharzeev, E. Levin and L. McLerran, *Parton saturation and N_{part} scaling of semi-hard processes in QCD*, **Phys. Lett. B561, 93** (2003) [hep-ph/0210332].

[29] STAR collaboration, *Evidence from d+Au measurements for final state suppression of high p_T hadrons in Au+Au collisions at RHIC*, **Phys. Rev. Lett. 91, 072304** (2004) [nucl-ex/0306024].

[30] R. Hagedorn, *Statistical Thermodynamics Of Strong Interactions At High-Energies*, **Nuovo Cim. Suppl. 3 147** (1965).

[31] F. Becattini, *A Thermodynamical Approach To Hadron Production In e+ e- Collisions*, **Z. Phys. C69, 485** ;
F. Becattini, *Universality of thermal hadron production in p p, p anti-p and e+ e- collisions*, in Universality features in multihadron production and the leading effect, **Erice 1996**, [hep-ph/9701275] ;
F. Becattini, U. Heinz, *Thermal hadron production in p p and p anti-p collisions*, **Z. Phys. C76, 269** (1997) [hep-ph/9702274].

[32] A. Bialas, *Quark model and strange baryon production in heavy ion collisions*, **Phys. Lett. B442, 449** (1998) [hep-ph/9808434].

[33] T.S. Biro, P. Levai, J. Zimanyi, *Quark coalescence in the mid rapidity region at RHIC*, **J. Phys. G28, 1561** (2002) [hep-ph/0112137] ;
J. Zimanyi et al., *Last call for RHIC predictions*, **Nucl. Phys. A661, 205c** (1999) [nucl-th/9907090].

[34] P. Braun-Munzinger, I. Heppe, J. Stachel, *Chemical equilibration in Pb + Pb collisions at the SPS*, **Phys. Lett. B465, 15** (1999) [nucl-th/9903010].

[35] P. Braun-Munzinger, D. Magestro, K Redlich and J. Stachel, *Hadron production in Au Au collisions at RHIC*, **Phys. Lett. B518, 41 (2001)** [hep-ph/0105229] et les références aux mêmes auteurs.
P. Braun-Munzinger, K Redlich and J. Stachel, *Particle production in heavy ion collisions*, [nucl-th/0304013].

[36] W. Broniowski, W. Florkowski, *Explanation of the RHIC p(T)-spectra in a thermal model with expansion*, P**hys. Rev. Lett. 87, 272302** (2001) [nucl-th/0106050] ;
W. Broniowski, W. Florkowski, *Strange particle production at RHIC in a single-freeze-out model*, **Phys. Rev. C65, 064905** (2002) [nucl-th/0112043] ;
W. Broniowski, A. Baran, W. Florkowski, *Thermal approach to RHIC*, Acta Phys. Polon. B33, 4235 (2002) [hep-ph/0209286].

[37] J. Letessier, J. Rafelski, Observing quark-gluon plasma with strange hadrons, **Int. J. Mod. Phys. E9, 107** (2000) [nucl-th/0003014] et les références aux mêmes auteurs.

[38] J. Rafelski, J. Letessier, *Testing limits of statistical hadronization*, **Nucl. Phys. A715, 98** (2003) [nucl-th/0209084].

[39] M. van Leeuwen for the NA49 collaboration, *Recent results on spectra and yields from NA49*, **Nucl. Phys. A715, 161** (2003) [nucl-ex/0208014]

[40] A. Baran, W. Broniowski, W. Florkowski, [nucl-th/0305075].

[41] S. Kabana, *A new interpretation of the QCD phase transition and of strangeness as QGP signature*, [hep-ph/0111394].

[42] C. Markert, $\Lambda(1520)$ *Produktion in Proton-Proton und zentralen Blei-Blei Reaktionen bei 158 GeV pro Nukleon*, **Thèse Goethe-Universität, Frankfurt** (2000).

[43] V. Friese for the NA49 collaboration, *Production of strange resonances in C + C and Pb + Pb collisions at 158 AGeV*, **Nucl. Phys. A698, 487** (2002).

[44] C. Caso *et al.*, *Review of Particle Physics*, **The European Physical Journal C3** (1998).

[45] G. Torrieri and J. Rafelski, *Strange hadron resonances as a signature of freeze-out dynamics*, **Phys. Lett. B509, 239** (2001) [hep-ph/0103149].

[46] C. Markert, G. Torrieri and J. Rafelski, *Strange hadron resonances : Freeze-out probes in heavy-ion collisions*, **Campos do Jordao 2002, New states of matter in hadronic interactions, 533** [hep-ph/0206260].

[47] M. Bleicher *et al.*, *Relativistic hadron hadron collisions in the ultra-relativistic quantum molecular dynamics model*, **J. Phys. G 25,1859** (1999) [hep-ph/9909407] ;
S. Bass *et al.*, *Microscopic models for ultrarelativistic heavy ion collisions*, **Prog. Part. Nucl. Phys. 41, 225** (1998) [nucl-th/9803035].

[48] M. Bleicher and J. Aichelin, *Strange resonance production : Probing chemical and thermal freeze-out in relativistic heavy ion collisions*, **Phys. Lett. B530, 81** (2002) [hep-ph/0201123].

[49] M.F.M. Lutz, C.L. Korpa, *Self consistent propagation of hyperons and antikaons in nuclear matter based on relativistic chiral SU(3) dynamics*, **Nucl. Phys. A700, 309** (2002) [nucl-th/0105067].

[50] J. Rafelski, J. Letessier and G. Torrieri, *Strange hadrons and their resonances : A diagnostic tool of QGP freeze-out dynamics*, **Phys. Rev. C64, 054907** (2001), Erratum-ibid. **C65, 069902** (2002), [nucl-th/0104042].

[51] J. Rafelski and J. Letessier, *Strangeness and statistical hadronization : How to study quark-gluon plasma* (2003) [hep-ph/0309030].

[52] J. Adams *et al.* (STAR collaboration), *Particle dependence of azimuthal anisotropy and nuclear modification of particle production at moderate pT in Au+Au collisions at* $\sqrt{s_{NN}} = 200$ *GeV*, **submitted to Phys. Rev. Lett.** [nucl-ex/0306007].

[53] C. Adler *et al.*, *The RHIC Zero Degree Calorimeters*, **Nucl. Instrum. Method. A470, 488** (2001) [nucl-ex/0008005].

[54] F. Bergsma *et al.*, *The STAR Detector Magnet Subsystem*, **Nucl. Instrum. Method. A499, 633** (2003).

[55] M. Anderson *et al.*, *The STAR Time Projecting Chamber*, **Nucl. Instrum. Method. A499, 659** (2003).

[56] J. Abele *et al.*, *The laser system for the STAR Time Projecting Chamber*, **Nucl. Instrum. Meth. A 499, 692** (2003).

[57] R. Bellwied *et al.*, *The STAR SiliconVertex Tracker, A Large Area Silicon Drift Detecor*, **Nucl. Instrum. Meth. A 499, 640** (2003).

[58] L. Arnold *et al.*, The STAR Silicon Strip Detector, **Nucl. Instrum. Meth. A 499, 652** (2003).

[59] W. Pinganaud, *Contributions au développement du détecteur au silicium à micropistes de l'expérience STAR au RHIC*, **Thèse de doctorat de l'Université de Nantes** (2000).

[60] J.M. Landgraf *et al.*, *An Overview of the STAR DAQ system*, **Nucl. Instrum. Meth. A 499, 762** (2003).

[61] K. Hagiwara *et al.*, *Review of Particle Physics*, **Phys. Rev. D 66, 010001** (2002).

[62] H. Bichsel, *Calculated and experimental Landau spectra in a TPC*, STAR note SN0440, voir également SN0439 et SN0441.

[63] S. Margetis, K. Šafařík, and O. Villalobos, **Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 50. 299** (2000).

[64] J. Castillo, *Production de particules doublement étranges dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes à* $\sqrt{s_{NN}} = 130$ *GeV*, **Thèse de l'Université Paris VII** (2002).

[65] C. Adler *et al.*, *Midrapidity Antiproton to proton ratio from Au+Au Collisions at* $\sqrt{s_{NN}} = 130$ *GeV*, **Phys. Rev. Lett. 86, 4778** (2001) ;
Erratum : **Phys. Rev. Lett. 90, 119903** (2003) .

[66] J. Adams *et al.* (STAR collaboration), *Strange anti-particle to particle ratios at mid-rapidity in* $\sqrt{s_{NN}} = 130$ *GeV Au+Au collisions*, **Phys. Lett. B567, 167** (2003).

[67] J. Castillo *et al.*, Ξ^- *and* $\bar{\Xi}^+$ *baryon production in Au + Au collisions at* $\sqrt{s_{NN}} = 130$ *GeV*, **Nucl. Phys. A715, 518c** ;
C. Suire *et al.*, Ω^- *and* $\bar{\Omega}^+$ *production in Au + Au collisions at* $\sqrt{s_{NN}} = 130$ *GeV and* 200 *GeV*, **Nucl. Phys. A715, 470c**.

[68] A.M. Poskanzer, S.A. Voloshin, *Methods for analysing anisotropic flow in relativistic nuclear collisions*, **Phys. Rev. C58, 1671** (1998) [nucl-ex/9805001].

[69] J. Podolanski and R. Armenteros, **Phil. Mag. 45, p13** (1954).

[70] J. Adams *et al.* (STAR collaboration), *Particle dependence of azimuthal anisotropy and nuclear modification of particle production at moderate pT in Au+Au collisions at* $\sqrt{s_{NN}} = 200$ *GeV*, **submitted to Phys. Rev. Lett**. [nucl-ex/0306007].

[71] C.Alder *et al.* (STAR collaboration), *Multiplicity distribution and spectra of negatively charged hadrons in Au + Au collisions at* $\sqrt{s_{NN}} = 130$ *GeV*, **Phys. Rev. Lett. 87, 112303** (2001) [nucl-ex/0106004].

[72] G. Feldman, R. Cousins, *A Unified Approach to the Classical Statistical Analysis of Small Signals*, [physics/9711021].

[73] M.M. Aggarwal *et al.* (WA98 Collaboration), *Scaling of particle and transverse energy production in 208-Pb + 208-Pb collisions at 158-A-GeV*, **Eur. Phys. J. C18, 651** (2001) [nucl-ex/0008004].

[74] B.B. Back *et al.* (PHOBOS Collaboration), *Centrality dependence of charged particle multiplicity at mid-rapidity in Au + Au collisions at* $\sqrt{s_{NN}} = 130$ *GeV*, **Phys. Rev. C65, 031901** (2002) [nucl-ex/0105011].

[75] D. Kharzeev, M. Nardi, *Hadron production in nuclear collisions at RHIC and high density QCD*, **Phys. Lett. B507, 121** (2001) [nucl-th/0012025].

[76] D. Kharzeev, E. Levin, L. McLerran, *Parton saturation and N(part) scaling of semi-hard processes in QCD*, **Phys. Lett. B561, 93** (2003) [hep-ph/0210332].

[77] J. Schaffner-Bielich, D. Kharzeev, L. D. McLerran, R. Venugopalan, *Generalized scaling of the transverse mass spectrum at the Relativistic Heavy-Ion Collider*, **Nucl. Phys. A705, 494** (2002) [nucl-th/0108048].

[78] S.-Y Li, X.-N. Wang, *Gluon shadowing and hadron production at RHIC*, **Phys. Lett. B527, 85** (2002) [nucl-th/0110075].

[79] F. Antinori *et al.* (WA97 collaboration), *Determination of the number of wounded nucleons in Pb+Pb collisions at 158 A GeV/c*, **Nucl. Phys. A661, 357** (1999), **Eur. Phys. J. C18, 57** (2000).

[80] R.J. Glauber and G. Matthiae, High-Energy Scattering Of Protons By Nuclei, Nucl. Phys. B21, 135 (1970).

[81] C. Adler *et al.* (STAR collaboration), *Centrality Dependence of High pT Hadron Suppression in Au + Au Collisions at sqrt(snn) = 130 GeV*, **Phys. Rev. Lett. 89, 202301** (2002) [nucl-ex/0206011].

[82] M. Miller (STAR collaboration), communication privée (2002).

[83] C. Markert (for the STAR collaboration), *Resonance Production in STAR*, 19th Winter Workshop on Nuclear Dynamics (2003).

[84] D. Magestro, communication privée (2003).

[85] W. Broniowski, W. Florkowski and B. Hiller, *Thermal analysis of production of resonances in relativistic heavy-ion collisions*, **Phys. Rev. C68, 034911** (2003) [nucl-th/0306034].

[86] M. Bleicher, communication privée (2002).

[87] M. Bleicher and Horst Stöcker, *Dynamics and freeze-out of hadron resonances at RHIC*, to appear in **J. Phys. G** (2003) .

[88] H. Zhang for the STAR collaboration, *K*(892) Production in Au+Au and pp Collisions at $\sqrt{s_{NN}}$ =200 GeV at STAR*, to appear in **J. Phys. G** (2003) [nucl-ex/0306034].

[89] R. Hagedorn and J. Rafelski, *Hot hadronic matter and nuclear collisions*, **Phys. Lett. B97, 136** (1980).

Production de $\Lambda(1520)$ dans les collisions p+p et Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV dans l'expérience STAR au RHIC

Les collisions d'ions lourds ultra-relativistes sont produites expérimentalement dans le but d'observer la matière dense et chaude. Un des objectifs majeurs est de prouver l'existence du plasma de quarks et de gluons (QGP pour Quark Gluon Plasma) et de l'étudier. Cet état serait celui de la matière dans les conditions de température et de densité suffisamment élevées pour rompre le confinement des quarks à l'intérieur de hadrons. Ces conditions sont obtenues auprès des collisionneurs d'ions lourds travaillant dans les domaines d'énergies les plus élevées. Le RHIC (pour Relativistic Heavy Ion Collider) a notamment permis de réaliser des collisions p+p et Au+Au avec une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Cette thèse porte sur la production des $\Lambda(1520)$ dans ces deux systèmes grâce au dispositif expérimental de la collaboration STAR (pour Solenoid Tracker At RHIC). La production de cette résonance a été également mesurée dans les collisions du SPS (pour Super Proton Synchrotron) à une énergie égale à $\sqrt{s_{NN}} = 17.3$ GeV. Cette mesure a révélé une diminution importante du signal de $\Lambda(1520)$ observé dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes. Cette tendance est confirmée à RHIC grâce au calcul des rapports $\Lambda(1520)/\Lambda$ pour les collisions p+p et Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Ce rapport diminue pour les collisions Au+Au par rapport aux collisions p+p et est par ailleurs surestimé par les modèles statistiques qui supposent une production de particules en équilibre thermique. Ces résultats constituent entre autres choses une forte présomption de l'existence d'un découplement des particules produites en deux étapes : un découplement chimique, à partir duquel les multiplicités sont fixées, suivi par un découplement thermique où cessent toutes les interactions. Cette conclusion constitue une étape importante dans notre compréhension des collisions d'ions lourds ultra-relativistes et du comportement de la matière dans ces conditions.

$\Lambda(1520)$ production in p+p and Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV in the STAR experiment at RHIC

Ultra-relativistic heavy ion collisions are produced in order to observe the created hot and dense matter. One major goal is to probe the existence of the Quark Gluon Plasma (QGP). The QGP would be the state of matter in which temperature and density are high enough to break the quark confinement into hadrons. For that purpose, the RHIC collider has produced p+p and Au+Au collisions at the energy of $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. This thesis work is focused on the production of $\Lambda(1520)$ resonances in these collisions with the STAR experiment. In comparison with statistical prediction, the measured $\Lambda(1520)/\Lambda$ ratios show a significant lowering in ultra-relativistic heavy ion collisions. These results strongly support the decoupling of the system in two stages : a chemical freeze-out followed by a thermal freeze-out. This conclusion constitutes an important step to an understanding of the created matter in high energy heavy ion collisions.

Mots-clés

plasma de quarks et de gluons (QGP), collisions d'ions lourds ultra-relativistes, Solenoidal Tracker At RHIC (STAR), $\Lambda(1520)$, résonances.