Etude de la production d'étrangeté dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes à $\sqrt{s_{NN}} = 130\ GeV$ avec l'expérience STAR au RHIC

THÈSE

présentée et soutenue publiquement le 9 juillet 2002

pour l'obtention du

Doctorat de l'Université Louis Pasteur de Strasbourg
(Spécialité Physique Subatomique)
par

HIPPOLYTE Boris

Composition du jury

Directeur de thèse:	Jean-Pierre Coffin
Rapporteur interne:	Daniel Huss
Rapporteurs externes:	René Bellwied
	Karel Šafařík
Examinateur:	Jean-Yves Ollitrault

Institut de Recherches Subatomiques

Unité Mixte de Recherche CNRS-IN2P3 et Université Louis Pasteur

Remerciements

Vertu première: la patience.
Rien à voir avec la simple attente.
Elle se confond plutôt avec l'obstination.
Les nouvelles nourritures, Livre Quatrième, I.
André Gide.

Je tiens, tout d'abord, à exprimer toute ma gratitude à Monsieur Jean-Pierre Coffin, sous la direction duquel cette thèse a été réalisée. En m'acceptant dans son équipe de recherche, il m'a permis de bénéficier d'une écoute attentive, d'excellents conseils et d'une ambiance de travail dont j'ai pu quotidiennement apprécier la qualité. Il a su me faire confiance pendant des périodes où je doutais et grâce à son soutien, j'ai finalement réussi à obtenir les résultats que je souhaitais. Pour tout cela et bien plus, encore merci.

Messieurs René Bellwied, Daniel Huss, Jean-Yves Ollitrault et Karel Šafařík ont accepté de constituer mon jury de thèse ainsi que de lire mon manuscript sous une forme plus que préliminaire (et en français qui plus est!). Je les en remercie vivement. J'espère également, qu'au moyen de leurs précieuses remarques, la présente version reflète non seulement les études réalisées mais aussi tout le plaisir que j'ai eu à les faire.

J'ai eu la chance d'évoluer au sein du groupe ALICE-STAR de l'IReS: Franck Agnese, Zouire Amara, Laurent Arnold, Jérôme Baudot, David Bonnet, Jean-Pierre Coffin, Julien Faivre, Marie Germain, Carl Gojak, Magalie Guedon, Christian Kuhn, Frédéric Littel, Jean-Robert Lutz, Christophe Suire, Alberto Tarchini, Valéria Zeter. Merci pour votre aide, vos conseils et les discussions (souvent caféïnées, toujours enrichissantes) que nous avons pu avoir.

Il me tient tout particulièrement à cœur de dire un grand merci à Christian Kuhn, Jérôme Baudot et Marie Germain (et à travers eux, leurs jolies petites familles). Un savant cocktail de passion pour la physique, d'éternelle bonne humeur et de rigueur scientifique. Grâce à eux, ces trois années ont été jalonnées de moments inoubliables... de ces instants qu'on ne peut partager qu'avec de véritables amis. D'ailleurs, ce cercle ne peut se restreindre aux simples limites du groupe: merci à Christelle, Dennis, Fabrice, Lilian et Sophie, ainsi qu'à "la Famille" i.e. Paul et Marc, pour les moments de travail et/ou de détente que nous avons aussi eu ensemble. Je me rend compte aujourd'hui que je vous ai tous rencontrés dans des conditions les plus insolites (dans le désordre et pour ne gêner personne: dans un pub, au détour d'un couloir, sous un abris de bus, au milieu d'un avion, dans la "counting-room", dans un tramway ou au cours d'un examen). Tous de très bons souvenirs et je souhaite très sincèrement qu'il y en ait plein d'autres.

Je souhaite aussi remercier toutes les autres personnes de l'IReS que j'ai sollicitées à maintes reprises et plus particulièrement Alain Michalon, Benoît Speckel (pour m'avoir sorti de nombreuses impasses informatiques) ainsi que Marie-Thérèse Lutz et Stéphanie Goeb pour leur gentillesse et leur patience légendaires.

Last but not least, I am glad to have here the opportunity to thank the whole STAR Collaboration and specially the Strangeness Working Group. It is a pleasure to work with you guys, so huge thanks to all of you: Christina, Dan, Gaël, Gene, Helen, Jeff, Jérôme, John, Kai, Lee, Ludovic, Manuel, Maria, Masashi, Nu, Peter, René, Sergey, Tim, Thomas and Yuri.
Mon étude serait loin d'avoir pu aboutir sans l'amitié, la complicité et l'aide de quatre personnes: Christophe, Curtis, Javier et Matt. Merci à vous les gars.

à mon grand-père,
à toute ma famille.

Table des matières

Table des figures

Liste des tableaux

Introduction - Physique du Plasma de Quarks et de Gluons

L'idée d'existence, si on l'unit à l'idée
d'un objet quelconque, ne lui ajoute rien.
Traité de la nature humaine, livre I, part II, section VI.
David Hume.

Introduction

L'exploration du diagramme de phases de la matière nucléaire dans un domaine de température et de densité où l'on prévoit la transformation des hadrons en un état de partons déconfinés, le Plasma de Quarks et de Gluons (QGP), vise à répondre à des questions fondamentales concernant l'interaction forte, le vide QCD, la brisure de la symétrie chirale et l'origine de la masse des hadrons.
L'étude de ce diagramme de phases devrait ainsi permettre de mieux comprendre les transformations qui, au niveau microscopique et macroscopique, ont régi l'évolution de l'univers primordial. En effet, quelques microsecondes après le Big Bang, l'univers se trouvait probablement sous la forme d'un QGP. Puis, du fait de son expansion et de la diminution de la densité d'énergie, il aurait subi une transition de phases conduisant au confinement des quarks en hadrons.
Au niveau microscopique, les forces qui astreignent les quarks au confinement au sein des hadrons peuvent être représentées par un potentiel inter-quark augmentant linéairement avec la distance entre les quarks. La ChromoDynamique Quantique (QCD) est la théorie des champs de couleur expliquant au moyen de vecteurs eux-même colorés cette propriété: les gluons tendent une sorte d'élastique de tension constante alors responsable du confinement. Si l'univers en se refroidissant a donné naissance aux hadrons, il semble très intéressant de tenter de parcourir ce même chemin mais en sens inverse: obtenir cette phase primordiale de la matière par augmentation de la température et/ou de la densité. De fait, une transition de phase est prédite par QCD pour une température critique proche de 150 MeV. Ceci est lié à la forme même de l'interaction forte dont la constante de couplage α_s varie avec l'échelle d'énergie (ou de température) et donc la distance entre les quarks. Plus exactement cette constante décroit logarithmiquement lorsque la température augmente pouvant donner lieu pour l'interaction forte au même type d'écrantage de Debye connu dans les plasmas électromagnétiques.
En utilisant une simplification du modèle de sac de quarks, il est possible de vérifier qualitativement qu'une telle transition de phase est envisageable autour de la température critique citée précédemment. Cependant, pour reproduire plus précisement un tel comportement, il est nécessaire d'avoir recours à des calculs numériques dit sur réseau (LQCD), simulant les interactions entre les quarks. Ces deux approches seront successivement abordées pour localiser approximativement la transition de phase recherchée ainsi qu'une conséquence importante ayant trait à la restauration partielle de la symétrie chirale et aux propriétés du vide sous jacentes dans le domaine non perturbatif de QCD.
Expérimentalement, la recherche du QGP a été très tôt envisagée au moyen des collisions d'ions lourds relativistes. En effet, de telles collisions devraient offrir les conditions les plus à même d'obtenir de la matière nucléaire chaude et/ou dense, jusqu'à dépasser la transition de phase. Il s'agit dès lors de définir quelles observables peuvent signer l'existence d'un QGP: de nombreuses signatures ont été avancées et une partie de cette introduction sera consacrée à leur présentation. L'étape ultime consiste alors en l'étude de ce nouvel état de la matière.
Le travail présenté ici porte sur une signature bien spécifique et d'ailleurs l'une des premières à avoir été proposée: l'étrangeté (i.e. la production de quarks étranges).

Le premier chapitre de ce document sera consacré aux différents aspects de l'étrangeté. Nous nous attacherons tout d'abord à décrire les principales caractéristiques des particules étranges produites au sein de la collision et plus particulièrement les baryons multi-étranges. Comme nous le verrons plus en détail, leur mécanisme de création dans un QGP devrait être remarquablement différent de celui relatif à une phase hadronique. Ainsi, l'étude de leurs taux de production (comparés à ceux provenant de la collisions de systèmes plus légers ou aux prédictions de différents modèles) devrait apporter des éléments de réponse quant à la formation d'un QGP. Une autre voie que celle des baryons étranges semble possible. Elle est aussi relative à l'étrangeté et se fonde sur la création de hypérons plus “exotiques”. Il est en effet prédit qu'un *QGP* puisse donner naissance en se refroidissant à des systèmes composés de plus de trois quarks u, d et s: les strangelets. Ces objets pourraient alors constituer une preuve quasiment irréfutable de l'obtention d'une phase de partons déconfinés. Leur création requiert certains mécanismes qui seront eux aussi discutés dans cette première partie. Enfin, les résultats issus des expériences précédant notre analyse seront brièvement passés en revue.

Les programmes expérimentaux qui viennent de commencer au Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) du laboratoire de Brookhaven constituent la quatrième génération d'expériences consacrées à ce type de collisions. Ces outils sont de grands détecteurs dont l'ambition est de donner simultanément accés au plus grand nombre de signatures possibles. Dans le deuxième chapitre, nous tenterons de décrire les principales caractéristiques du collisionneur RHIC ainsi que les expériences qui y sont présentes. L'expérience STAR est celle qui a rendu possible cette analyse. Les différents détecteurs qui la composent seront présentés avec une attention particulière concernant la chambre à projection temporelle.

De manière à pouvoir identifier les particules avec la chambre à projection temporelle de STAR, de nombreux algorithmes de recherche ont été développés. Il s'agit en premier lieu de traduire les signaux laissés par les particules traversant le détecteur en points d'impact. Nous discuterons donc ensuite les étapes successives de la reconstruction des événements jusqu'à la reconnaissance des topologies de décroissance des particules étranges. En effet, c'est grâce à leur mode de décroissance par interaction faible que certaines particules étranges peuvent être identifiées. Nous verrons en outre que cette technique adaptée aux baryons étranges peut être étendue à l'étude de certains des modes de désintégration prédits pour le plus léger des strangelets, le dibaryon $H0$.

La quatrième partie sera consacrée aux simulations et à la détermination des corrections liées à l'acceptance et à l'efficacité du détecteur. Parallèlement et toujours au moyen de simulations, nous verrons comment il a été possible d'évaluer la sensibilité de STAR à la découverte du $H0$.

Les résultats concernant les particules Ω^- et $\overline{\Omega}^+$, triplement étranges, obtenus à partir de la première année de fonctionnement de STAR seront présentés dans la cinquième partie. Les sélections nécessaires pour obtenir un signal significatif feront alors l'objet d'une analyse spécifique. Dans ce même chapitre, seront reportés successivement les résultats concernant le rapport $\overline{\Omega}^+/\Omega^-$, les taux de production corrigés de ces deux particules et la description de leur spectre en masse transverse par un paramètre de pente inverse.

Dans le dernier chapitre nous discuterons les différents résultats à la lumière de divers modèles décrits auparavant ainsi que des expériences antérieures. Nous aborderons également les diverses analyses qui devraient permettre de compléter très prochainement notre étude et les perspectives relatives aux expériences futures.

Déconfinement

Phénoménologiquement, il est possible d'estimer les conditions nécessaires à la transition de phase de la matière nucléaire à l'aide du modèle de sac [DET83]. Pour cela, il est préférable de se placer suffisamment près du cas limite où le potentiel chimique baryonique est nul ($\mu_B \simeq 0$ soit un régime où le nombre de baryons est globalement égal au nombre d'anti-baryons). Sous cette condition et à basse température, on modélise la phase hadronique par un gaz de pions puisqu'elle est constituée d'un nombre égal de quarks et d'anti-quarks légers. En revanche, à haute température, les degrés de libertés sont idéalement ceux des quarks et des gluons. Pour notre approche très simplifiée, nous considérons que dans les deux cas, il s'agit de particules sans interaction (i.e. un gaz parfait thermodynamiquement), leur densité d'énergie et pression respectives peuvent s'exprimer simplement suivant l'équation d'état:

$$\epsilon_{gaz} = 3\frac{\pi^2}{30}T^4 \quad \text{et} \quad P_{gaz} = 3\frac{\pi^2}{90}T^4 \tag{I.1}$$

pour un gaz de pions (statistique de Bose-Einstein), où le coefficient de dégénérescence (d'isospin, π^-, π^0 et π^+) est égal à 3.

$$\epsilon_{qgp} = 37\frac{\pi^2}{30}T^4 + B \quad \text{et} \quad P_{qgp} = 37\frac{\pi^2}{90}T^4 - B \tag{I.2}$$

pour un plasma de quarks et de gluons (statistique de Fermi-Dirac), où ici le coefficient de dégénérescence est beaucoup plus élevé ($2 \times 8 + \frac{7}{8} \times 2 \times 2 \times 2 \times 3 = 37$) correspondant au nombre plus élevé de degrés de liberté des gluons (8 couleurs et 2 états de spin) et des quarks (3 couleurs, 2 spins et 2 saveurs).
Pour rendre compte du changement dans la structure du vide entre basses et hautes températures, une constante B est ajoutée à la densité d'énergie et retranchée à la pression. Cette constante n'est autre que la constante de sac [CHO74a] qui compense la pression exercée par le mouvement des quarks confinés dans les hadrons. En décomposant l'énergie du sac en un terme de volume et un terme lié à l'énergie cinétique puis en minimisant l'énergie pour le volume typique d'un hadron de rayon R_0 [CHO74b]:

$$\begin{aligned} E(R) &= \frac{4\pi}{3}R^3B + \frac{C}{R} \quad \text{et pour} \quad R_0, \quad \frac{C}{R_0} = 3 \times \frac{4\pi}{3}R_0^3B \\ \text{donc} \quad E(R_0) &= \frac{4\pi}{3}R_0^3B + 3 \times \frac{4\pi}{3}R_0^3B = 4V_0B \end{aligned}$$

où V_0 est le volume à l'équilibre, ce qui dans le cas d'un proton donne $E(R_0) \simeq 1\ GeV$ et avec $R_0 \simeq 0,7\ fm$, on a $V_0 \simeq 1,44\ fm^3$ et ainsi:

$$B = \frac{1}{4V_0} \simeq 174\ MeV/fm^3$$

Au niveau de la transition de phase les pressions doivent être approximativement égales et la température critique s'exprime donc simplement en fonction de la constante de sac:

$$T_c = \left(\frac{45}{17\pi^2}\right)^{1/4} B^{1/4} \simeq 0,72\ B^{1/4} \tag{I.3}$$

Ainsi, au moyen d'un modèle de sac simplifié, on peut estimer[1] grossièrement l'ordre de grandeur de la température de la transition de phase: $T_c \simeq 140\ MeV$. La figure I.1 illustre le fait qu'à

1. on a ici utilisé la valeur $\hbar c = 197\ MeV.fm$ pour réaliser la conversion des unités de la constante de sac de MeV/fm^3 en MeV^4

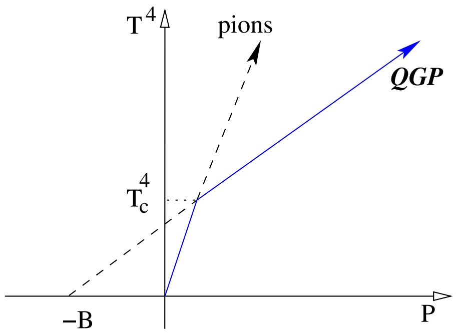


FIG. I.1: *Estimation de la température de transition de phase entre gaz de pions et plasma de quarks et de gluons à partir d'une version simpliste du "bag model".*

faible température, le gaz de pions est favorisé thermodynamiquement puisque la pression qu'il exerce est supérieure à celle d'un plasma de partons. Toutefois, à partir de T_c, la pression du plasma est supérieure à celle du gaz de pions et c'est alors sous une forme de quarks et de gluons déconfinés que la matière nucléaire devrait se trouver.

ChromoDynamique Quantique et calcul sur réseau

Parallèlement au modèle de sac, des méthodes de calcul numérique (LQCD) ont commencé à être envisagées [WIL74]. Grâce à ces calculs de QCD où l'on discrétise l'espace-temps continu sur un réseau, on est capable de décrire, de façon potentiellement exacte, les états thermodynamiques d'un système de quarks et de gluons en interaction à l'intérieur du domaine non perturbatif de QCD, c'est-à-dire autour de la température critique et à potentiel chimique baryonique nul.
Il est à noter que dans le paragraphe précédent, nous nous sommes contentés de décrire les degrés de liberté des quarks (voir équation I.2) en ne prenant en compte que les deux saveurs légères. Ainsi en toute rigueur, le niveau de dégénérescence (d_g) dépend du nombre de saveurs introduites (N_s), ce qui est exprimé dans l'équation I.4:

$$d_g = \left(16 + \frac{21}{2} N_s\right) \tag{I.4}$$

On comprend donc que les valeurs (déterminées numériquement) des différentes observables thermodynamiques, varient en fonction de ce nombre de saveurs. Les figures I.2 suivantes, extraites de [KAR02], montrent la variation de la pression en fonction de la température au moyen de ces calculs QCD sur réseau et selon le nombre de saveurs de quarks.

Les trois cas distincts (2 saveurs légères, 3 saveurs légères et 2 saveurs légères + 1 plus lourde) conduisent à des températures de transition du même ordre de grandeur:

$$\begin{aligned} T_c &= 173 \pm 8\ MeV\ \text{(2 saveurs)} \\ T_c &= 154 \pm 8\ MeV\ \text{(3 saveurs)} \end{aligned} \tag{I.5}$$

La figure I.3 montre qu'autour de la température critique, la densité d'énergie est sensiblement la même quel que soit le nombre de saveurs légères incluses. Le changement brutal de régime correspond à l'augmentation brusque du nombre de degrés de liberté dans la phase partonique ce qui est visible qualitativement en comparant les équations I.1 et I.2. La densité d'énergie associée à la transition serait alors de l'ordre de $\epsilon \simeq 1\ GeV/fm^3$.

Une première remarque s'impose ici. Une analogie est souvent faite qui est à l'origine même de la notion de *QGP*: la transition entre la matière hadronique et le plasma de quarks et de gluons rappelle celle d'un gaz atomique se transformant en une phase de ses constituants. Cette image

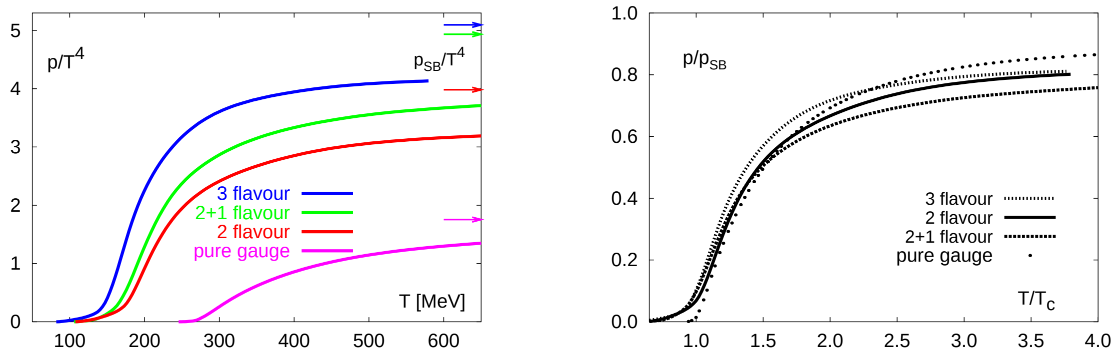


FIG. I.2: *Expression de la pression en fonction de la température à partir de calculs* QCD *sur réseau et selon le nombre de saveurs légères utilisées sur la figure de gauche. La figure de droite correspond à une normalisation suivant la température de transition de phase.*

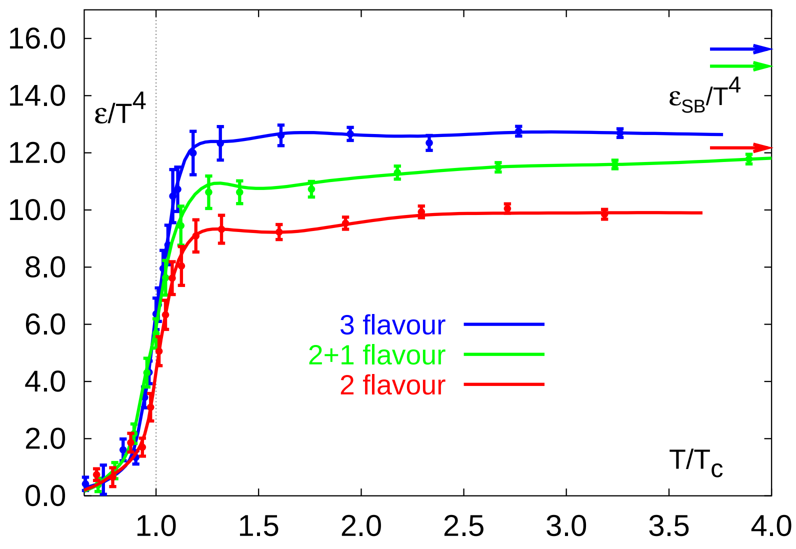


FIG. I.3: *Expression de la densité d'énergie en fonction de la température (plus exactement ϵ/T^4 en fonction de T/T_c) à partir de calculs* QCD *sur réseau. La brusque variation de la densité d'énergie correspond à la région de transition de phase.*

atteint ici ses limites. En effet, si dans les deux cas le nombre de degrés de liberté augmente notablement, la variation progressive du phénomène d'ionisation est bien éloignée du brusque saut en entropie visible dans la figure précédente. Une deuxième remarque peut clarifier la première. La température critique calculée par pure theorie de jauge semble à présent être bien connue [BOY95, BOY96] quoique sensiblement plus élevée comme on peut le voir sur la partie gauche de la figure I.2. Cette différence relative n'est pas la plus importante: dans l'absolu, selon que la masse du quark s devient ou non négligeable, la transition est du premier ordre (3 quarks légers) ou du deuxième ordre (2 quarks légers, u et d). C'est pour cette raison que les calculs de type LQCD différencient le cas intermédiaire "2+1" qui devrait alors conduire non plus à une transition nette mais plus à une transition continue.

De surcroît, la transition de phase d'un gaz hadronique s'accompagnerait d'un autre phénomène lié aux propriétés du vide QCD. On situe en effet la zone de transition chirale (région à partir de laquelle une restauration partielle de la symétrie chirale aurait lieu) comme relativement proche de la transition de déconfinement [BOY95]. Lorsque la température et/ou la densité sont suffisamment élevée(s), le condensat de quarks $< q\overline{q} >$ responsable de la masse effective des quarks devient nul. Les conséquences relatives à la chiralité peuvent s'illustrer au moyen de l'expression du Lagrangien de QCD:

$$\mathcal{L}_{qcd} = \underbrace{i\overline{\psi}\gamma^{\mu}(\partial_{\mu} - igA_{\mu})\psi}_{1.} - \underbrace{m\overline{\psi}\psi}_{2.} - \frac{1}{4}\underbrace{F^{a}_{\mu\nu}F^{\mu\nu}_{a}}_{3.} \tag{I.6}$$

1. représente l'énergie cinétique du champ d'un quark ψ et l'expression de l'interaction entre le champ du fermion et de ceux des gluons A_{μ};

2. est le terme de couplage de masse du quark;

3. correspond à l'énergie cinétique des champs de gluons et de leur interaction réciproque.

Dans un premier temps, nous nous placerons simultanément dans les cas limites où les masses des trois quarks légers, u, d et s sont nulles et de symétrie d'isospin. Ainsi la sommation sur l'indice correspondant à la saveur des quarks n'est pas nécessaire (tout comme celle sur l'indice de couleur qui n'intervient pas dans les considérations relatives aux symétries présentées) dans l'expression I.6. Dans l'approximation $m_i \simeq 0$ $(i = u, d, s)$, nous possédons deux représentations indépendantes de $SU(3)$: un quark possède deux états, ψ_D dit de chiralité droite (son moment et son spin sont alignés puisque pour des particules de masse nulle, la chiralité correspond à l'hélicité) et ψ_G de chiralité gauche (où le moment et le spin sont de sens opposés). On peut montrer que le premier terme ne couple que des états de chiralité identique et que seul le second terme (qui disparait à la limite $m = 0$) peut coupler des états de chiralité différente. Ainsi, la représentation $SU(3)$ se décompose en $SU(3)_G \otimes SU(3)_D$.
Dans de telles conditions, on devrait par conséquent être en présence d'un doublet chiral pour chaque hadron ce qui n'est poutant pas le cas, même si l'on ne considère que ceux composés des quarks u et d. En réalité et contrairement au Lagrangien, le vide (c'est-à-dire l'état fondamental) n'est pas symétrique en raison de la valeur non nulle ($\simeq (250MeV)^3$) du condensat de quark : on dit qu'il y a brisure spontanée de la symétrie chirale. Néanmoins, à température suffisamment élevée, la valeur du condensat de quark tend vers zéro et la symétrie chirale est alors partiellement restaurée (en effet, il subsiste toujours une légère brisure explicite liée à la masse non nulle des quarks). Parallèlement, une valeur nulle du condensat de quark fait que les quarks passent de leur masse effective ($\sim 300\ MeV$ pour les quarks légers et $\sim 500\ MeV$ pour le quark s), à leur masse "nue" (respectivement $\sim 5\ MeV$ et $\sim 150\ MeV$). Ainsi, l'énergie nécessaire à la création d'une paire de quarks devient alors plus faible ce qui devrait favoriser la production de quarks étranges dans un QGP.

Il faut bien remarquer que les considérations précédentes relatives à la chiralité concernent les premiers instants de cette phase. De même, les calculs numériques de LQCD correspondent à l'estimation des conditions nécessaires à l'établissement d'une phase de plasma (essentiellement T_c) soit donc les débuts de la vie de la boule de feu. Le système est cependant amené à évoluer selon, par exemple, le scenario de Bjorken que nous décrivons par la suite.

Evolution du QGP et scénario de Bjorken

Pour schématiser l'évolution du QGP, on se limite généralement à considérer son expansion longitudinale (suivant l'axe z des noyaux incidents) en fonction du temps t dans le laboratoire.

Les noyaux, qui ont une vitesse v proche de celle de la lumière, entrent en contact au temps $t = 0$. Suivant ce modèle et diverses spéculations théoriques [BJO83, SAT92], les valeurs de temps propre τ correspondant (très approximativement) aux différentes phases de la réaction sont représentées par les hyperboles de la figure I.4.

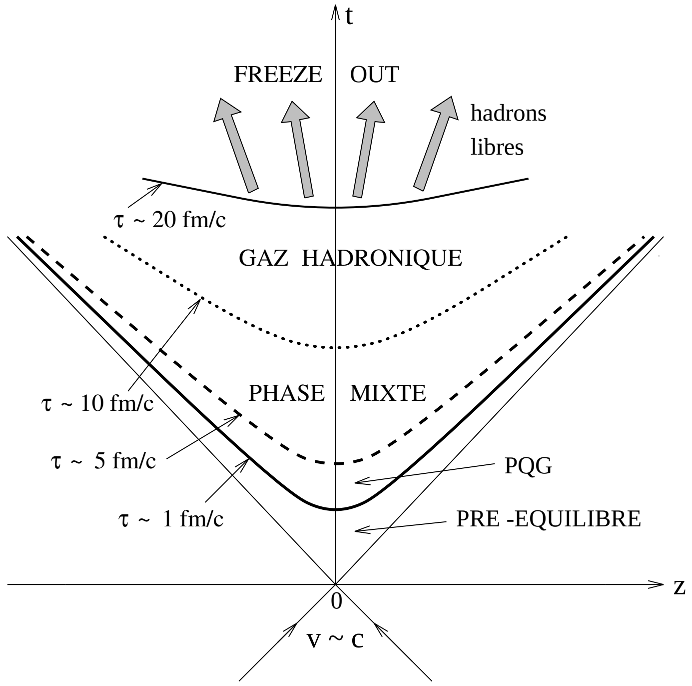


FIG. I.4: *Evolution dans le temps d'un plasma de quarks et de gluons selon le scénario de Bjorken.*

Le temps τ est le temps exprimé dans le repère propre des composants du système formé en expansion. Ainsi, d'après ces prédictions, le *QGP* se formerait durant une période de pré-équilibre d'environ 1 fm/c, conduisant à un système thermalisé (en équilibre thermique) de très petites dimensions (quelques fm^3). On pense que le temps d'équilibration chimique des quarks légers pourrait être du même ordre ou un peu plus long (1 à 3 fm/c) et que la durée totale de cette phase *QGP* ne devrait pas excéder 5 à 7 fm/c. L'étape suivante de ce scénario consiste en un refroidissement (diminution de la température proportionnelle à $\tau^{1/3}$) du plasma qui va subir une forte expansion hydrodynamique associée à une évaporation de particules à partir de sa surface, avant de se transformer plus ou moins progressivement en un gaz hadronique lorsque la température atteint sa valeur critique T_c. Après cette période de coexistence de phases, lorsque $\tau \simeq 10 - 20 fm/c$, le système se trouve sous la forme d'un gaz hadronique qui se détend et se refroidit lui-même fortement, pouvant atteindre un volume de 10^5 fm^3, avant de se disloquer en hadrons libres. On parle alors de "freeze-out" (autour de 20 fm/c) qui est défini comme le moment où la composition chimique du système se fige ainsi que la dynamique thermique. Les hadrons cessent alors d'interagir et entament leur trajectoire jusqu'aux détecteurs.

Les signatures expérimentales du *QGP*

Il semble d'ores et déjà acquis que les collisions d'ions lourds ultra-relativistes offrent d'excellentes conditions pour former un état de la matière nucléaire aussi chaud et dense qu'un *QGP*. Le réservoir thermique est constitué par l'énergie des faisceaux dans le centre de masse tandis que le degré de stopping détermine la densité baryonique du système atteint.
En soi, la difficulté réside non pas tant dans l'obtention d'une énergie des faisceaux suffisante (du SPS à l'énergie nominale du RHIC, un ordre de grandeur a été gagné et plus d'un autre ordre de grandeur devrait être atteint au LHC), mais dans la détermination d'observables pouvant le

plus fidèlement possible rendre compte de la naissance d'un *QGP*.
Grâce à l'expérience acquise à l'AGS et au SPS, nous avons une idée assez précise des signatures [MUL95, BLA99] qu'il est possible de rechercher. D'ailleurs, bon nombre d'entre-elles ont déjà été observées individuellement [HEI00] bien que toute conclusion soit encore sujet à controverse. En effet, avant de les passer en revue, il est important de souligner qu'une preuve idéale (donc indéniable) du *QGP* n'existe probablement pas. Ce n'est qu'à partir d'observations simultanées et concordantes que l'on peut espérer exclure scientifiquement les scénarios sans *QGP*.
Cette situation provient essentiellement de la complexité des nombreux phénomènes qui président l'évolution de la collision que nous avons abordé avec le scenario de Bjorken. D'une part, les différents signaux recueillis par toute expérience ne peuvent rendre compte que de l'état du système intégré sur une durée plus ou moins longue de son évolution. D'autre part, l'inexorable refroidissement accompagné de la hadronisation sont susceptibles de masquer les signaux de phases antérieures et éventuellement déconfinées.
Idéalement, une signature du *QGP* doit marquer le saut en densité d'énergie en fonction de la température, prédit par LQCD (voir figure I.3). Pour cela, on pense pouvoir comparer les collisions A-A où la formation d'un *QGP* est probable au cas A-p ou p-p estimé correspondre à un scénario purement hadronique. Si dans ces deux cas distincts des différences significatives pour une observable apparaissent et que de plus, l'écart ne peut être expliqué par des modèles n'utilisant que des ingrédients hadroniques, alors on peut considérer que cette observable constitue une signature du *QGP* recevable.
A priori, les signatures les plus robustes sont fondées sur:

- les émissions de photons des tout premiers instants du système;
- les signaux leptoniques car les leptons n'interagissent pas par interaction forte avec les composants d'un gaz hadronique;
- les signaux liés aux nombres quantiques conservés tels que l'étrangeté qui, dans le cas des baryons multi-étranges, est peu affectée par les interactions finales entre les hadrons.

Dans les paragraphes qui vont suivre, nous allons tout d'abord essayer de définir les variables globales permettant de caractériser les conditions initiales du système. Il est en effet indispensable de mesurer les observables caractéristiques de la collision en terme de centralité, de temps de vie et d'entropie du système avant de pouvoir interpréter un quelconque résultat comme étant une signature spécifique du *QGP*. Ensuite, seront briévement présentées celles qui sont considérées au RHIC comme étant les plus prometteuses. À ce titre, certains des derniers résultats des expériences du SPS au CERN seront rappelés.

Détermination des caractéristiques expérimentales de la collision

Etant donné qu'il n'est pas possible de mesurer directement la densité d'énergie du système, on a recours à des modèles pour déterminer les caractéristiques globales de la collision. En l'occurence, le paramètre d'impact de la collision peut être estimé assez précisément à partir de plusieurs quantités directement corrélées à la centralité de la réaction.

- la multiplicité totale de la collision et l'énergie transverse totale des particules émises augmentent lorsque le paramètre d'impact diminue et peut être utilisé en conséquence (voir section 2.3.5);
- l'énergie et le nombre des particules spectatrices qui augmentent avec le paramètre d'impact [ADL01a].

Comme cela sera vu plus tard (voir section 2.4.1), ceci peut être mis à profit pour réaliser une classification des événements en fonction du degré de centralité, l'objectif étant d'observer l'évolution des signaux en fonction de la violence de la collision. Parallèlement, il est possible de recueillir des informations sur la dynamique de la collision en étudiant les comportements collectifs (phénomènes de flow [OLL98]) ainsi que sur la taille et la durée de vie du système en utilisant des techniques de corrélation basées sur l'interférométrie HBT [BAU92, WIE99] des particules émises.
La détermination des caractéristiques thermodynamiques peut être réalisée en analysant les distributions en rapidité ainsi qu'en impulsion transverse (voir Annexe A.) des différentes particules émises. La difficulté réside ici en l'extrapolation des mesures effectuées à partir d'un détecteur dont l'acceptance est finie (les prédictions théoriques ne sont généralement valides que pour un angle solide de 4π) ainsi qu'en l'interprétation de ces mesures. Malgré tout et comme nous le verrons plus en détail, il est possible d'en extraire des informations (bien qu'imparfaites) concernant la densité d'énergie, l'entropie par baryon, la température ainsi que le(s) potentiel(s) chimique(s).
En ce qui concerne la densité d'énergie, il est possible d'estimer celles qui ont été atteintes à l'AGS et au SPS en utilisant la formule de Bjorken [BJO83] suivante et l'énergie transverse mesurée:

$$\epsilon \;=\; \frac{1}{\tau_0 \pi R^2}\frac{dE_T}{dy} \tag{I.7}$$

en prenant une valeur $\tau_0 \simeq 1\ fm/c$ (cf figure I.4), les densités d'énergie maximales obtenues sont respectivement $\epsilon_{AGS} = 1,3\ GeV/fm^3$ ($dE_T/dy \simeq 200\ GeV$ pour des collisions Au+Au à $11,4\ A\ GeV/c$ [BAR93]) et $\epsilon_{SPS} = 3\ GeV/fm^3$ ($dE_T/dy \simeq 450\ GeV$ pour des collisions Pb+Pb à $158\ A\ GeV/c$ [ALB95]). Ainsi, on peut dire qu'approximativement, les conditions nécessaires à la formation d'un *QGP* devraient être remplies. Néanmoins, une caractérisation non ambigüe est très difficile. La démarche expérimentale consiste à essayer de corréler toutes les observables mesurables avec les différents signaux spécifiques au *QGP* et si possible événement par événement. On espère ainsi observer des caractéristiques concordantes et signant chacune un ou plusieurs des aspects attendus du *QGP*. Dans cette optique, RHIC se place dans de bien meilleures conditions que le SPS puisque les quatre expériences complémentaires qui y prennent part recueillent simultanément leurs données (voir section 2.1).
Essentiellement par choix et parce qu'il est particulièrement difficile d'être exhaustif en la matière, les signatures du *QGP* présentées dans les paragraphes suivants ont été classées selon trois types de sondes: les mesures relatives aux photons et di-leptons, les mesures dites hadroniques et celles se rapportant à des phénomènes plus "exotiques" comme les strangelets. Puisque ces derniers constituent une des signatures spécialement étudiés ici via un de leurs représentants (le $H0$ dibaryon), un chapitre distinct leur sera consacré ainsi qu'à la production l'étrangeté.

Emission de photons directs et radiation de plasma

Les photons directement émis par le système devraient transcrire fidèlement les premiers instants du *QGP* si celui-ci a été formé. En effet, il s'agit là d'une sonde électromagnétique interprétable simplement en terme de radiation de corps noir (qui peut être directement traduit en température) et qui n'est donc pas affectée par la phase de hadronisation. Plusieurs réactions interviendraient pour différencier la production de photons dans le cas d'une phase *QGP* par rapport à un gaz de hadrons. La création de photons Compton par diffusion de gluons sur les quarks du système (i.e. $g + q \rightarrow \gamma + q$) est une voie de production qui devrait produire un accroissement notable en raison de la forte densité de gluons. L'annihilation $q + \overline{q} \rightarrow \gamma + g$ devrait également conduire à un excès de production de photons.
Effectivement, un important rayonnement dans les collisions les plus centrales *Pb-Pb* du SPS à $158\ A\ GeV$ et à haute impulsion transverse a été rapporté par l'expérience WA98 (voir figure

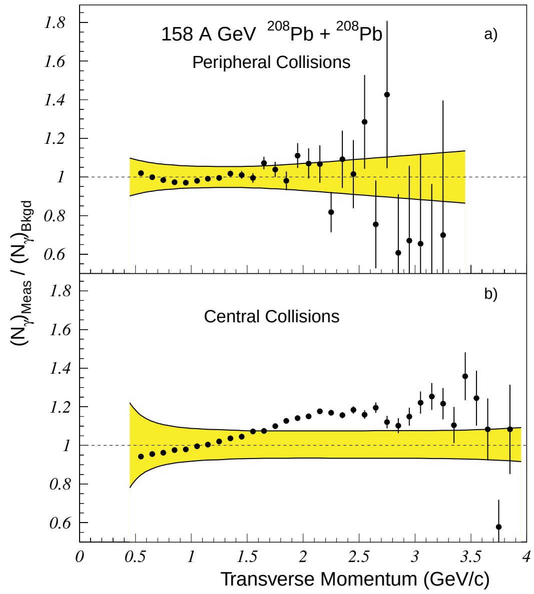


FIG. I.5: *Contrairement aux collisions périphériques a), un excès de photons a été mesuré par l'expérience WA98 pour les collisions les plus centrales b) et à haute impulsion transverse. L'erreur systématique est présentée sous la forme d'un intervalle coloré.*

I.5 et [AGG00]). Cependant, des réactions relatives à un scénario purement hadronique peuvent, elles-aussi, expliquer de telles mesures: une importante annihilation $\pi^+ + \pi^- \rightarrow \gamma + \rho$, de la diffusion Compton ($\rho + \pi \rightarrow \gamma + \rho$, liée au grand nombre de pions issus de la collision) ou encore de la désintégration de π^0 sont autant de processus pouvant aussi intervenir ce qui rend délicat le calcul du bruit de fond et donc l'interprétation de cet excès.

Détection des paires de leptons et signatures leptoniques

Une restauration partielle de la symétrie chirale devrait être identifiable par une diminution de la masse des mésons vecteurs ρ, ω et ϕ. Ceci pourrait s'accompagner d'une augmentation de la largeur de ces résonances (c'est-à-dire une diminution de leur temps de vie dans un plasma). Ces mésons vecteurs possèdent un temps de vie très faible comparé à la durée de vie attendue du plasma (par exemple $1-2\ fm/c$ pour le méson ρ) ce qui signifie que leur cycle de vie production-décroissance a lieu intégralement dans le système formé. Ils constituent par conséquent une sonde particulièrement intéressante. On peut donc espérer observer un excès de leurs produits de décroissance, en l'occurence des paires de leptons, dans cette même région.
La Collaboration CERES a mis en évidence un écart substantiel entre le spectre attendu et celui observé (notamment pour une masse invariante $< 0,7\ GeV/c^2$) comme l'illustre la figure I.6 [LEN99]. Cette différence est clairement visible dans le cas de collisions d'ions lourds (système Pb-Au) contrairement au cas de la collision de systèmes plus légers (p-Be). Dernièrement, de nombreux travaux ont porté sur la modification des propriétés des hadrons liée au milieu et les implications dans les études des spectres à basse masse invariante des dileptons [WAM98, WAM02]. Mais il faut tout de même noter qu'en utilisant un scénario purement hadronique et une masse du méson ρ dépendante du milieu [CAS96] ou une augmentation de sa largeur en raison des interactions avec les pions [RAP97], les résultats obtenus peuvent approximativement reproduire les mesures.

Du fait de leur masse élevée, les états liés de quarks charmés $c\bar{c}$ qui conduisent aux résonances J/ψ ($3097\ MeV/c^2$) devraient être formés au tout début de la vie du système. Ces états liés interagissent peu avec la matière hadronique et comme de plus, leur décroissance étudiée consiste en deux leptons, ils constituent une des meilleures sondes possibles des premiers instants de la collision [KHA98]. Une des principales caractéristiques du QGP est l'écrantage de la force de

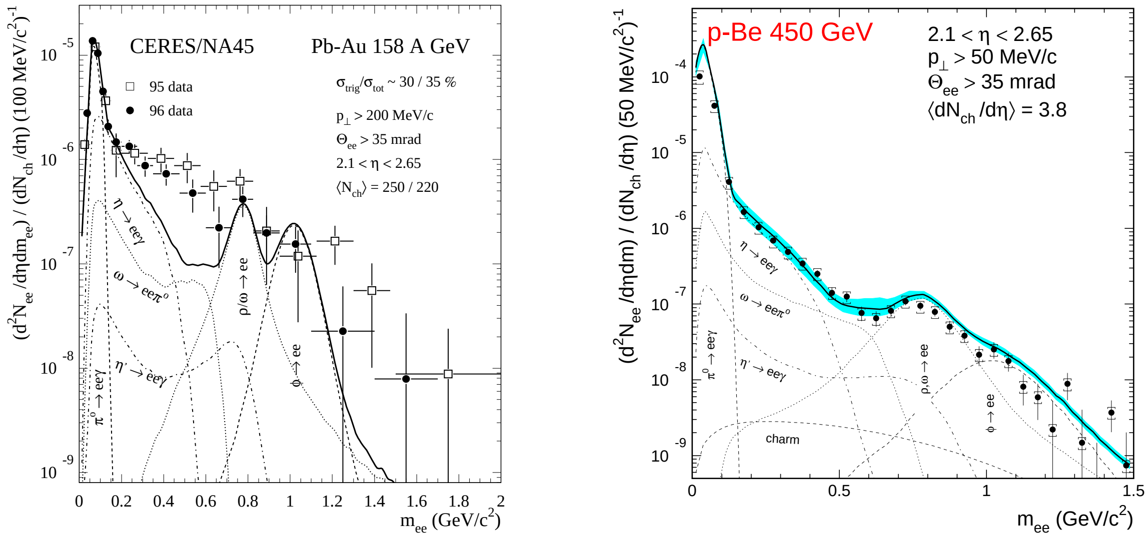
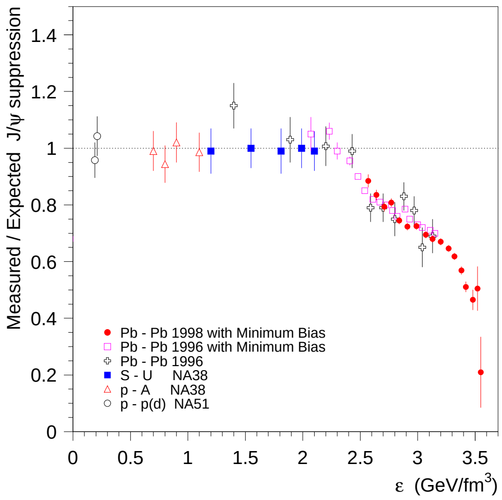


FIG. I.6: *Excès de production de dileptons mesurés par la Collaboration CERES-NA45 dans le cas de collisions de Pb-Au (figure de gauche) et non dans le cas de collisions p-Be (figure de droite).*

couleur tel que les paires de quarks formées ne sont plus aussi liées qu'elles pourraient l'être dans une phase hadronique. Il en résulterait une suppression des états liés $c\bar{c}$ qui devrait être identifiable ici encore en analysant le spectre obtenu dans les collisions d'ions lourds et en le comparant avec ceux provenant de systèmes plus légers. Une hierarchie doit même dans l'absolu être visible: les états moins liés χ et ψ' devraient subir une suppression plus importante que le J/ψ. Les résultats obtenus par l'expérience NA50 [ABR00] dédiée à ce type d'étude sont présentés sur la figure I.7. Une absorption plus importante liée à la fois à un volume du système

FIG. I.7: *Rapport du taux de production du J/ψ mesuré par l'expérience NA50 au taux de production attendu en fonction des systèmes en collisions, et de la densité d'énergie atteinte.*



plus important ainsi qu'à une augmentation progressive de la densité d'énergie pourrait expliquer ce phénomène, du moins en ce qui concerne les collisions *p-A* ou de systèmes relativement légers. En revanche, les observation relatives aux collisions *Pb-Pb* sont difficilement reproductibles en invoquant un scénario hadronique seul. En réalité, deux suppressions successives semblent se dessiner:

- la première serait celle de l'état lié $\chi_c \rightarrow J/\psi + \gamma$ et surviendrait pour une densité d'énergie autour de $\epsilon \simeq 2,3\ GeV/fm^3$;
- la seconde correspondrait à la suppression du J/ψ lui-même car sensiblement plus lié.

Néanmoins là encore, plusieurs idées ont été proposées pour expliquer cette suppression sans faire appel à un quelconque déconfinement bien que les modèles correspondant aient plus de mal à reproduire les mesures de manière satisfaisante [GAV97].

Chapitre 1.

Particules étranges et Production d'étrangeté

No man demands what he desires;
each man demands what he fancies he can get.
What is wrong with the world.
Gilbert Keith Chesterton.

1.1 Particules étranges et Baryons

Lors de l'évaluation de la température de déconfinement présentée dans notre introduction, la description des hadrons à partir de leurs constituants élémentaires était implicite. Le modèle de quarks [GEL64], où les mésons et les baryons sont considérés respectivement comme des ensembles d'une paire quark-antiquark ($q\overline{q}$) et de trois quarks (qqq), s'est montré suffisamment robuste depuis ses débuts (voir [DEG75]) pour que l'on puisse parler de consensus. D'ailleurs, ce modèle est en développement constant et peut correctement rendre compte des masses et résonances des baryons au moyen de quelques raffinements (voir par exemple [FUR02]).
Un total communément admis de 6 saveurs de quarks, leur masse, charges ainsi que les nombres quantiques associés ont été reportés dans le tableau 1.1 [AMS98]:

Caractéristique \ Quark	d	u	s	c	b	t
N - Nombre Baryonique	$+\frac{1}{3}$	$+\frac{1}{3}$	$+\frac{1}{3}$	$+\frac{1}{3}$	$+\frac{1}{3}$	$+\frac{1}{3}$
Q - Charge électrique	$-\frac{1}{3}$	$+\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$+\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$+\frac{2}{3}$
I_3 - Isospin (3^{eme} composante)	$-\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	0	0	0	0
S - Etrangeté	0	0	-1	0	0	0
C - Charme	0	0	0	1	0	0
B - Beauté	0	0	0	0	-1	0
T - Top	0	0	0	0	0	1

TAB. 1.1: *Nombres quantiques associés aux différentes saveurs de quarks.*

Le quark étrange s possède une place particulière dans le sens où bien que plus massif que les deux quarks "légers" u et d, sa masse reste bien éloignée des quarks lourds c, b et t. Ainsi, si la production des trois quarks les plus massifs est quantitativement marginale dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes (pour les énergies atteintes actuellement), l'étrangeté est relativement abondante en dépit du fait que le quark s ne soit pas un constituant de valence des nucléons incidents. En se restreignant aux trois saveurs de quarks u, d et s, on peut organiser les baryons (tout comme les mésons [AMS98]) en multiplets quasi-dégénérés pour une valeur de spin donnée (voir figure 1.1, pour le cas $J^{\pi} = \frac{1}{2}^{+}$) selon leur étrangeté S ou l'hypercharge Y définie dans le tableau 1.2.

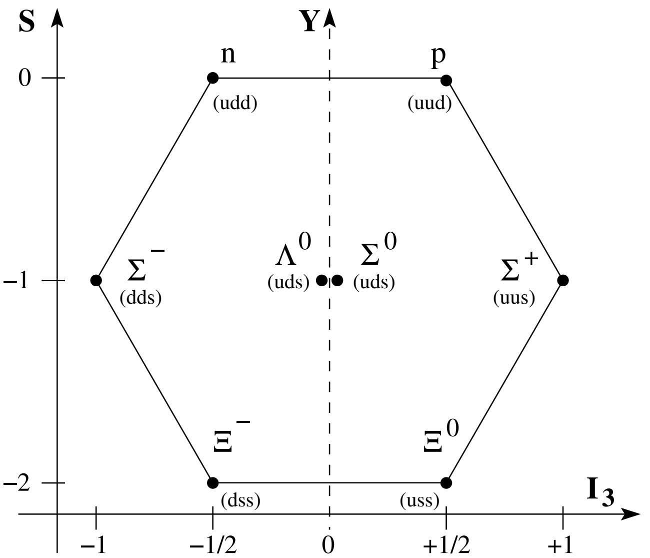


FIG. 1.1: *Baryons de l'octet ($J^{\pi} = \frac{1}{2}^{+}$) de SU(3) de saveur.*

$$\boxed{\begin{array}{l} Y = N + S + C... \\ Q = I_3 + \frac{1}{2}Y \end{array}}$$

TAB. 1.2: *Expression de l'hypercharge (Y) et de la charge (Q) en fonction des nombres quantiques des quarks de valence.*

Dans ce cas précis, la symétrie unitaire $SU(3)$, liée à la partie "saveur-spin" de la fonction d'onde de chaque baryon, est presque parfaite à l'intérieur d'un même multiplet d'isospin ($\sim 5\%$). Cependant, lorsqu'on considère le décuplet $J^\pi = \frac{3}{2}^+$ de la figure 1.2, la particule $\Omega^-(sss)$ semble s'opposer au principe d'exclusion de Pauli. L'introduction d'une charge colorée correspondant à un nouveau nombre quantique permet de résoudre ce problème et de rendre compte des interactions entre quarks par l'échange de bosons de jauge: les gluons.

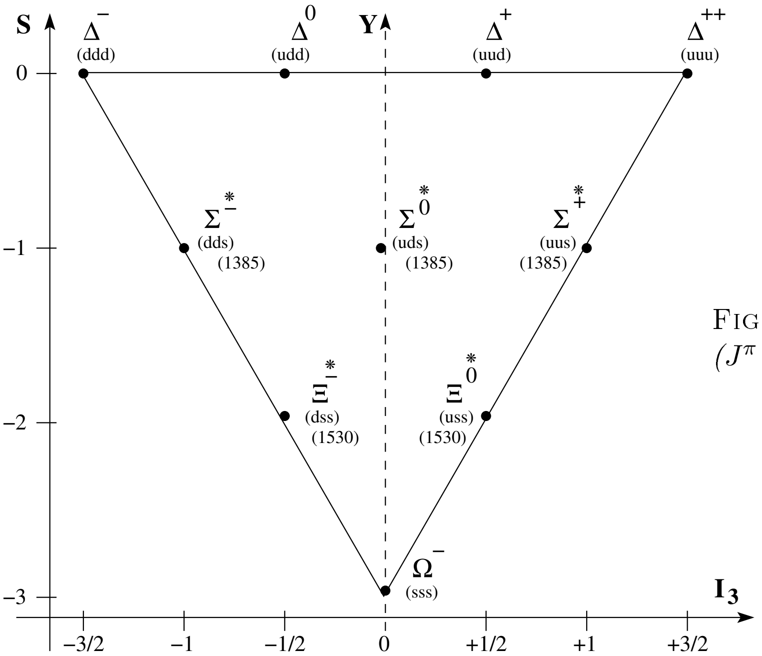


FIG. 1.2: *Baryons du décuplet ($J^\pi = \frac{3}{2}^+$) de SU(3) de saveur.*

La décroissance des états fondamentaux des baryons étranges ($|S| > 0$) se réalise à travers la désintégration par interaction faible d'un de leurs quarks s constituants. Les temps typiques liés à l'interaction faible étant de l'ordre de $10^{-8} - 10^{-12}$ s, ces baryons exhibent ainsi une propriété capitale pour leur observation expérimentale. Lorsqu'ils sont créés avec une énergie cinétique non nulle, leur vertex de désintégration (vertex secondaire) est alors distinct de leur lieu de production (vertex primaire). En identifiant leur produits de décroissance, il est possible de reconstruire topologiquement le vertex secondaire (cf. section 3.3): la distance finie entre ce vertex et le vertex primaire permet alors de séparer le signal correspondant à une particule formée du bruit de fond combinatoire.

Bien que tous les hadrons observés jusqu'à présent soient constitués de deux ou trois quarks, rien n'interdit fondamentalement l'existence de "sacs" contenant un nombre de quarks plus important. Il est possible d'estimer la stabilité de tels objets en fonction de la valeur de la constante de sac [JAF77] dans le cas des di-baryons en utilisant les paramètres permettant de décrire de manière correcte le spectre en masse des autres baryons [DEG75]. La figure 1.3 représente le diagramme $SU(3)$ pour des systèmes de 6 quarks où la dénomination utilisée est basée sur les deux baryons qui composent le système considéré.

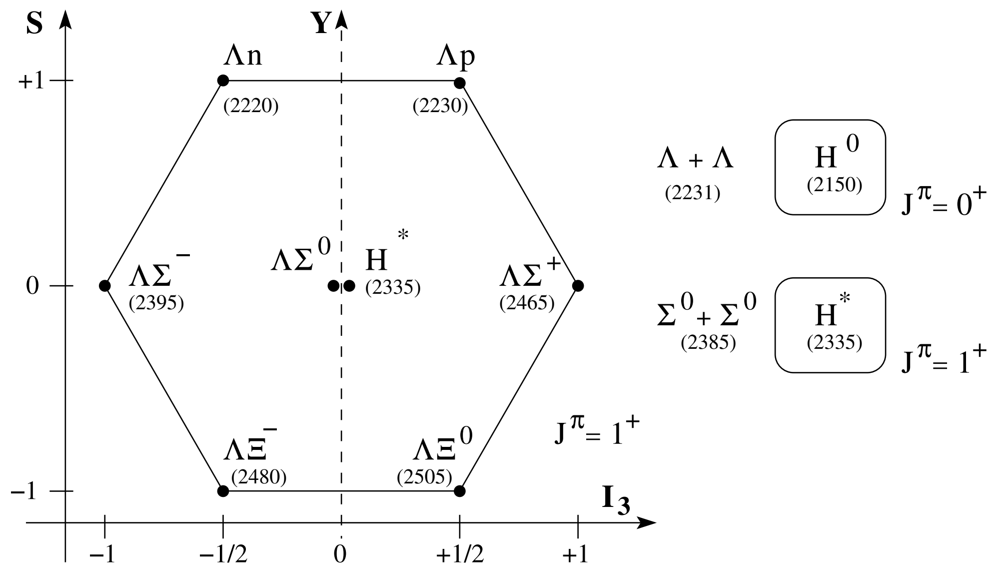


FIG. 1.3: *Extension aux di-baryons de l'octet SU(3) ($J^\pi = 1^+$) à partir du modèle de "sac". À droite, la masse correspondant à la somme de deux lambdas est comparée à la masse prédite de l'état singulet H^0 (en haut). Juste en dessous, la comparaison est relative à la somme de deux Σ^0 et la résonance H^*.*

En comparant les masses calculées à celles résultant de la somme de deux baryons équivalents, deux di-baryons semblent pouvoir exister: le singulet de saveur H^0 avec $J^\pi = 0^+$ dont la masse prédite (2150 MeV) est inférieure à celle de deux Λ (2231 MeV) et la résonance H^* de l'octet $J^\pi = 1^+$ dont la masse prédite (2335 MeV) est inférieure à celle de deux Σ^0 (2385 MeV). Il est cependant important de noter que de nombreux travaux (théoriques et phénoménologiques) ont successivement conforté ou infirmé la stabilité (voire méta-stabilité, cf 1.4) de tels objets. Quoiqu'il en soit, leur recherche expérimentale est cependant réalisable et dans certains cas (méta-stabilité), cela ne requiert que peu d'éléments spécifiques en comparaison des hypérons vus précédemment.

1.2 Production d'étrangeté

Les collisions d'ions lourds ultra-relativistes, de par la densité d'énergie généralement atteinte permettent de créer un très grand nombre de particules. Étudier la production des particules étranges se justifie assez simplement: (i) les ions incidents contiennent des quarks u et d, ainsi les particules non-étranges créées peuvent (contrairement aux particules étranges et a fortiori celles telles le ϕ ou le Ω ne contenant que des quarks s) résulter du transport des quarks de valence incidents; (ii) l'énergie nécessaire pour créer ces quarks étranges (c'est-à-dire quelques centaines de MeV en considérant au plus la masse effective des hadrons et bien que la création se fasse principalement par paire $s\bar{s}$) est de l'ordre de grandeur de l'énergie disponible par nucléon.
D'ailleurs, l'étude de la production de quarks étranges et par conséquent celle de baryons et d'anti-baryons étranges fut une des premières signatures du QGP envisagées [RAF82]. Nous allons voir en effet que, dans le cas d'un QGP, les voies de productions sont plus nombreuses et devraient pouvoir conduire à l'accroissement prédit. En revanche, dans le cas d'un scénario purement hadronique, la production de hadrons étranges (notamment dans le cas des baryons

multi-étranges, en raison de leurs masses) est très largement défavorisée. Dans cette section, les principaux arguments supportant une importante production d'étrangeté dans un plasma de quarks seront rappelés.

1.2.1 Production d'étrangeté dans un plasma de quarks et de gluons

Un des arguments majeurs d'une forte production de quarks étranges dans une phase de plasma équilibrée [SHU92] est à relier à l'importante densité gluonique qui caractériserait le système. La figure 1.4 décrit les deux principales réactions de production de paires de quarks étranges.

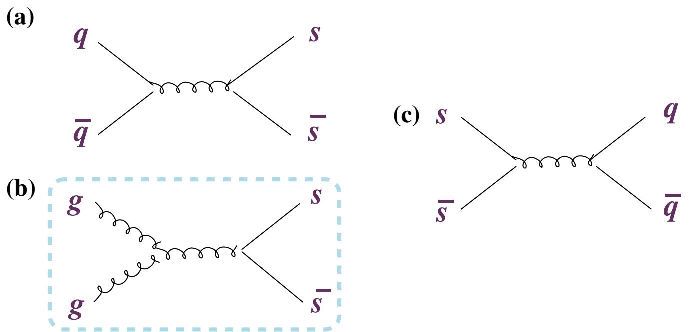


FIG. 1.4: *Mécanismes de production de paires $s\overline{s}$ dans un QGP par (a) annihilation $q\overline{q}$, (b) fusion de gluons et mécanisme d' annihilation de l'étrangeté (c).*

Le mécanisme (b) de fusion de gluons constituerait environ 80% de la production totale [KOC86]. En effet, une plus forte densité de gluons (comparativement à celle des quarks) ferait que le processus (b) serait prépondérant par rapport à l'annihilation $q\overline{q} \rightarrow s\overline{s}$. Parallèlement, les énergies seuils de création sont relativement faibles puisque ne mettant en jeu que les masses "nues" des quarks: il suffit d'environ 300 MeV (selon la masse du quark s) pour créer une paire $s\overline{s}$. De plus, cette barrière est rabaissée dans le cas où la symétrie chirale est partiellement restaurée car ce phénomène diminue la masse effective du quark s.
L'importance du processus d'annihilation $s\overline{s} \rightarrow q\overline{q}$ dépend quant à elle de la densité de quarks étranges, si bien que l'on pense pouvoir atteindre un équilibre entre création et annihilation de paires $s\overline{s}$ dans un temps de l'ordre de la durée de vie estimée du plasma ($\sim 6\ fm/c$, voir figure I.4). Le temps d'équilibration obtenu [KOC86] en fonction de la température est représenté dans la figure 1.5. Pour des températures entre 150 et 200 MeV, la concentration en quarks s et $\overline{s}$ devrait être quasiment maximale et correspondre à une importante fraction du nombre total de quarks produits. La phase de hadronisation, lors du refroidissement du système conserve le nombre quantique d'étrangeté. Ainsi les populations des hypérons et des anti-hypérons après cette hadronisation renseignent directement sur la quantité de quarks s et $\overline{s}$ présents dans la phase partonique.
Deux remarques nous permettent de conclure sur la spécificité de la production de baryons étranges lorsqu'un QGP a été créé. D'une part les taux relatifs de production des hypérons entre-eux (Λ, Ξ et Ω) dépendent principalement de la concentration en quarks s dans la phase QGP, alors que, comme nous allons le voir dans la section suivante, elle dépend essentiellement de leur masse respective pour un gaz hadronique. D'autre part, les rediffusions post-hadronisation qui ont inévitablement lieu ne peuvent modifier que modérément les taux de production des hypérons et plus spécialement les baryons multi-étranges (cf section 1.3).

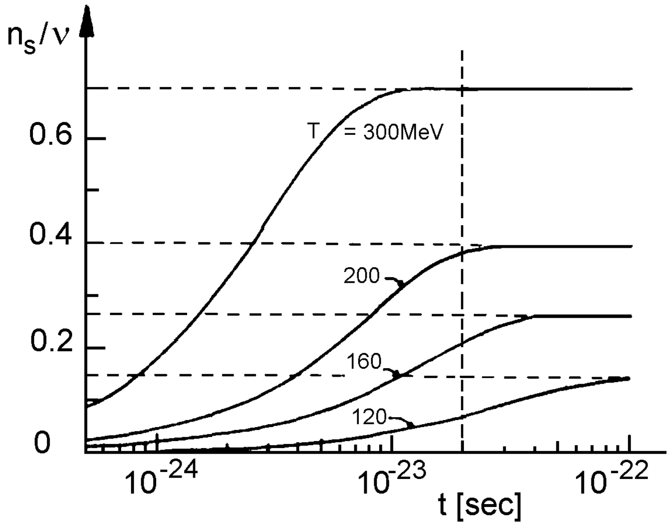


FIG. 1.5: *Fraction (n_s/ν) de la concentration (quarks s)/(quarks u,d) en fonction du temps et pour plusieurs températures. Un temps de $\sim 6\ fm/c$ est représenté par une ligne verticale en pointillés.*

1.2.2 Production d'étrangeté dans un gaz hadronique

Pour produire des mésons ainsi que des baryons étranges dans un gaz de hadrons à l'équilibre thermique ($T \simeq 150\ MeV$), on se heurte tout d'abord à un problème d'énergie seuil sensiblement plus important que dans le cas d'un QGP. Les réactions énumérées ci-dessous avec les seuils en énergie associés permettent de mieux cerner cette difficulté:

$$\begin{array}{lcll} \pi + N \rightarrow K + \Lambda & et & \pi + \overline{N} \rightarrow \overline{K} + \overline{\Lambda} & (E_{seuil} \simeq 540\ MeV) \\ \pi + \Lambda \rightarrow K + \Xi & et & \pi + \overline{\Lambda} \rightarrow \overline{K} + \overline{\Xi} & (E_{seuil} \simeq 560\ MeV) \\ \pi + \Xi \rightarrow K + \Omega & et & \pi + \overline{\Xi} \rightarrow \overline{K} + \overline{\Omega} & (E_{seuil} \simeq 710\ MeV) \end{array} \quad (1.1)$$

Dans les collisions d'ions lourds, on constate qu'une grande partie des particules produites sont des pions. Ainsi, à faible potentiel chimique baryonique, c'est à partir de réactions indirectes (successives et impliquant un temps d'équilibration élevé par rapport à la durée de vie du système) que des hypérons plus lourds vont pouvoir être créés. Par exemple, la création d'une particule Ω nécessite trois réactions successives, et pour chacune environ 600 MeV doivent être disponibles. On comprend alors pourquoi, dans le cas d'un scénario purement hadronique, la production de baryons multi-étranges est très largement défavorisée. Parallèlement, la création d'anti-particules multi-étranges mets en jeu des réaction équivalentes à ceci près qu'une anti-particule est nécessaire au tout départ. Ainsi, puisqu'il ne peut s'agir d'un des nucléons incidents, leur production est encore plus délicate.
Les productions directes de baryons étranges sont également possibles à partir de réactions entre deux pions ou deux nucléons:

$$\begin{array}{lcll} \pi + \pi \rightarrow \pi + \pi + \Lambda + \overline{\Lambda} & et & N + N \rightarrow N + N + \Lambda + \overline{\Lambda} & (E_{seuil} \simeq 2200\ MeV) \\ \pi + \pi \rightarrow \pi + \pi + \Xi + \overline{\Xi} & et & N + N \rightarrow N + N + \Xi + \overline{\Xi} & (E_{seuil} \simeq 2600\ MeV) \\ \pi + \pi \rightarrow \pi + \pi + \Omega + \overline{\Omega} & et & N + N \rightarrow N + N + \Omega + \overline{\Omega} & (E_{seuil} \simeq 3300\ MeV) \end{array} \quad (1.2)$$

Cependant, les seuils en énergie sont nettement plus importants ce qui requiert donc que les réactions aient lieu suffisement tôt et non pas à partir de hadrons déjà thermalisés.
Il faut de plus ajouter que les réactions d'échange de l'étrangeté ont des sections efficaces plus élevées que les réactions de création répertoriées ci-dessus dans les équations 1.1 et 1.2.
Par conséquent, un équilibre chimique de l'étrangeté est particulièrement difficile à obtenir dans

le cas d'un gaz hadronique notamment en ce qui concerne les baryons et anti-baryon multi-étranges tels le Ξ ou le Ω. Ainsi, lorsqu'on compare les temps d'équilibration chimique selon que l'on considère le cas d'un *QGP* ou d'un gaz hadronique, une simple hiérarchie dans la production des hypérons devrait pouvoir être constatée. Il a été mentionné dans la section précédente que lorsque l'équilibre chimique de l'étrangeté est atteint, le taux de production relatif ne devraient pas trop varier en fonction de la masse et ainsi:

$$\frac{\Omega}{\Xi}|_{PQG} \simeq \frac{\Xi}{Y}|_{PQG} \tag{1.3}$$

On s'attend en revanche à observer une importante différence entre les taux de production dans un gaz hadronique (*GH*), c'est-à-dire:

$$\frac{\Omega}{\Xi}|_{GH} < \frac{\Xi}{Y}|_{GH} \tag{1.4}$$

Si de plus, les écarts entre baryons étranges sont plus marqués entre les deux scenario, on devrait avoir:

$$\left(\frac{\Xi}{Y}|_{PQG} > \frac{\Xi}{Y}|_{GH}\right) \quad et \quad \left(\frac{\Omega}{\Xi}|_{PQG} > \frac{\Omega}{\Xi}|_{GH}\right) \tag{1.5}$$

Par conséquent, la hiérarchie suivante devrait être clairement visible pour les hypérons ainsi que les anti-hypérons:

$$\frac{\Omega/\Xi|_{PQG}}{\Omega/\Xi|_{GH}} > \frac{\Xi/Y|_{PQG}}{\Xi/Y|_{GH}} > 1 \tag{1.6}$$

Si globalement ce signal semble facile à mettre en évidence, de manière plus quantitative, on se heurte à plusieurs incertitudes. La première est relative à la durée de vie du plasma qui entraîne une équilibration plus ou moins complète. La deuxième est liée aux phénomènes de re-diffusion qui sont eux aussi susceptibles de générer un accroissement de la production de particules étranges. En conclusion, il est indispensable de pouvoir modéliser les processus ayant trait à la phase hadronique et surtout d'étudier les réactions *p-p* et *p-A* de façon à quantifier quel est l'accroissement "normal" de l'étrangeté.

1.3 Modèles théoriques: un bref aperçu

Une description exhaustive des phénomènes intervenant lors d'une transition de phase est vraiment complexe à réaliser. À partir du scénario de Bjorken (voir Introduction), nous avons vu que l'on pouvait distinguer différentes étapes: tout d'abord (i) une phase initiale, (ii) une étape de pré-équilibre, (iii) une phase de plasma, (iv) une phase de transition, et enfin, (v) une phase hadronique (avec ou sans ré-interactions). La plupart des modèles disponibles sont obligés de se restreindre à des aspects limités (voir figure 1.6 [WER01]) comme la description de la composition chimique après hadronisation ou bien les comportements collectifs mesurables à partir des distributions en impulsion des particules émises. Quelques lignes principales se démarquent tout de même:

- certains modèles dits microscopiques se basent sur les interactions entre les constituants même de la phase considérée. Il est ainsi possible de décrire des processus hors-équilibre. Mais en contrepartie ces modèles sont particulièrement dépendant des conditions de la phase initiale ainsi que de sections efficaces souvent mal connues.

- les modèles "hydrodynamiques" s'avèrent particulièrement intéressants pour reproduire la phase de transition et d'expansion.

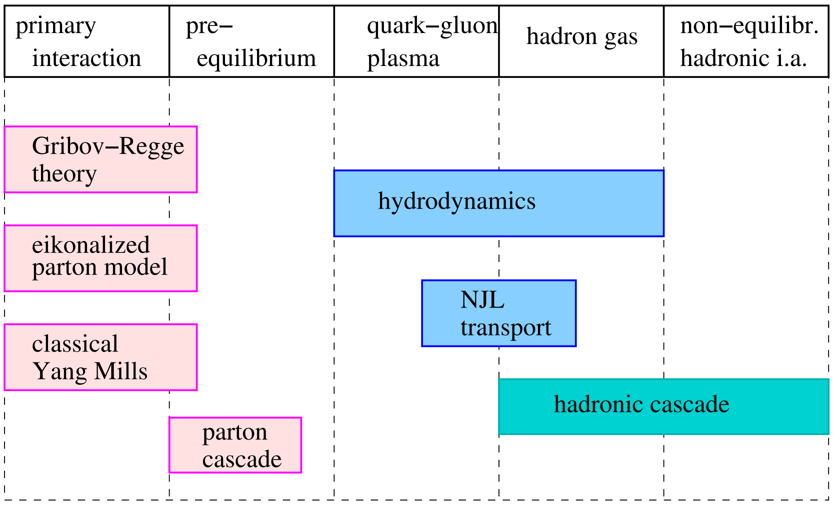


FIG. 1.6: *Les différentes étapes de la collision et les limites de validité des approches théoriques.*

- d'autres modèles, "statistiques", tentent de rendre compte de l'état du système à partir de grandeurs thermodynamiques telles la température, et différents potentiels chimiques. Naturellement, la condition centrale est que l'objet doit être à l'équilibre, ce qui est loin d'être acquis.

Précisons dès maintenant qu'il est tout à fait possible de combiner ces approches pour décrire successivement les étapes précitées (e.g. [BAS00]). Cependant, la difficulté réside alors dans la transition entre les approches et dans la vérification de l'auto-consistance qui n'est souvent que partielle.

1.3.1 Modèles microscopiques

À la base de ces modèles, la description de la phase initiale est particulièrement importante. Les noyaux subissent une forte contraction de Lorentz ($\gamma \simeq 100$ aux énergies de RHIC) et on peut considérer que les nucléons des deux noyaux se rencontrant interagissent quasiment instantanément.

Les interactions entre les nucléons incidents peuvent être traitées comme la convolution des processus élémentaires (collisions de partons et sections efficaces associées) avec les fonctions de distribution des partons. Une alternative à cette approche relative aux modèles de partons [SJO87, WAN91] décrite ci-dessus est celle liée à la théorie de Gribov-Regge: en utilisant un champ moyen effectif, on peut envisager des interactions simultanées [AUR92, WER93] avec l'introduction de "Pomerons". Ceci tendrait finalement à augmenter la multiplicité, notamment dans le cas des taux de production de particules étranges [CAP99]. De plus, ces deux types de traitement ne sont pas incompatibles, ce qui permet de résoudre le problème des interactions multiples en restant cohérent en ce qui concerne la conservation de l'énergie dans le calcul des différentes sections efficaces [DRE01].

Après cette phase initiale, la phase de pré-équilibre est généralement représentée par une étape de cascade de partons (voir figure 1.6 où les sections efficaces entre partons, considérés comme des particules classiques, sont déterminées par p-QCD. Ici encore, il s'agit d'être cohérent et il est difficile de conserver ce formalisme alors même que le système s'équilibre i.e. que l'énergie des partons diminue.

On peut aussi estimer que le modèle de coalescence de quarks [BLZ95, BLZ99] est une façon "microscopique" de décrire la phase de transition. A vrai dire, cela simplifie grandement l'étape puisqu'il y est supposé que les quarks présents dans la phase partonique se retrouve intégralement en tant que constituants des hadrons. Un modèle de coalescence de quark peut tout autant utiliser comme données d'entrée des ajustements aux valeurs expérimentales. C'est d'ailleurs ce qui est communément fait avec un paramètre $D = K^+/K^-$ renseignant sur la quantité de stopping, ainsi que des mesures correspondant au nombre de quarks légers présents et à la fraction de quarks étranges.

Pour modéliser la phase de transition, une alternative couramment utilisée consiste à traiter le système thermalisé (au moins localement) comme un fluide en expansion. C'est ce qu'il convient d'appeler une modélisation hydrodynamique et fait l'objet du paragraphe suivant. Un dernier mot, ici, sur la hadronisation: les interactions peuvent être prise en compte microscopiquement où les particules élémentaires sont alors les hadrons. De nombreux modèles de transport microscopique sont disponibles (e.g. [BAS98]) mais l'on se heurte à une difficulté supplémentaire puisque toutes les sections efficaces (hadron-hadron) sont loins d'être connues avec la précision nécessaire.

1.3.2 Modèles hydrodynamiques

L'approche hydrodynamique est d'autant plus efficace que le système est dense, indépendamment de la phase à proprement parler. Ceci permet donc de traiter le cas d'une phase mixte (*QGP*- phase hadronique) au moyen d'une équation d'état à partir du moment où l'ordre de la transition est choisi (incidemment, une transition du premier ordre dans le cas d'une phase mixte).
Puisque les différentes expériences (dont STAR) réalisent principalement les mesures qu'on cherche à reproduire dans la région de rapidité centrale, il est raisonnable, en première approximation, de considérer une expansion longitudinale "boost-invariante" (i.e. $v_z = z/t$). Une expansion transverse à symétrie cylindrique est alors superposée. Les phases partonique et hadronique peuvent être modélisées comme des gaz parfaits dans les cas les plus simples (par exemple, en utilisant un modèle de sac de quarks pour la phase partonique, comme cela a été succintement présenté dans notre introduction). Diverses améliorations (corrections) peuvent être apportées selon le degré de prise en compte des interactions pour chacune des deux phases (e.g.[TEA01]). L'utilisation d'une équation d'état nécessite naturellement la connaissance de paramètres thermodynamiques caractérisant correctement l'état initial (ou final) tels la densité d'énergie de départ, la température de transition de phase ou l'entropie par (net) baryon. Les lois de conservation peuvent être soient globales [SCH93a] soient locales [ORN89] et il est possible d'utiliser préalablement un modèle microscopique pour connaitre les caractéristiques de l'état initial. Si par conséquent cela reste un outils prédictif limité (dans la détermination des impulsions transverses des différentes espèces hadroniques par exemple), un modèle hydrodynamique peut s'avérer particulièrement efficace pour ajuster un paramètre donné.

1.3.3 Modèles thermiques statistiques

Les modèles thermiques statistiques tentent de décrire le système après la hadronisation au moyen d'un formalisme statistique. L'idée principale est d'utiliser un minimum de grandeurs thermodynamiques et de déterminer l'ensemble des valeurs permettant de décrire le plus fidèlement possible la composition chimique de la phase hadronique. De nombreuses variantes (selon que l'on essaie de prendre en compte le degrès d'équilibration du système [LET99], sa composition en terme de quarks [RAF00], ou la superposition de plusieurs systèmes à l'équilibre [CLE02]) ont été utilisées pour comprendre l'émission des hadrons dans les collisions d'ions lourds du SPS

[CLE99, GAZ99, BEC01, MAG01].

Pour introduire brièvement la méthode, on a choisi d'utiliser un simple modèle statique (auquel on peut généralement superposer un modèle d'expansion e.g. [BRO01]). La concentration chimique relative à chaque espèce i, et dans le cas d'un gaz hadronique à l'équilibre, peut s'exprimer au moyen de la température chimique T_{chim} et de différents potentiels chimiques μ:

$$n_i = \frac{g_i}{2\pi^2} \int_0^\infty \frac{p^2 dp}{e^{(E_i - \mu_B B_i - \mu_S S_i - \mu_I I_i)/T_{chim}} \pm 1} \tag{1.7}$$

où le signe au dénominateur dépend de la particule considérée (statistique de Bose-Einstein ou de Fermi-Dirac) et avec:

- g_i est le facteur de dégénérescence de spin;
- E_i, l'énergie telle que $E_i = \sqrt{p_i^2 + m_i^2}$;
- B_i, S_i et I_i les nombres quantiques baryonique, d'étrangeté et de la 3-ième composante d'isospin;
- μ_B, μ_S et μ_I les potentiels chimiques associés.

À partir des lois de conservation [1] du nombre baryonique, de l'étrangeté et de la charge ainsi qu'en considérant un volume pour le système, il est possible de ne conserver comme paramètres libres que la température et le potentiel chimique baryonique μ_B.
Ainsi, dans la mesure où ces deux paramètres sont connus, les taux de production de chaque espèce sont calculables et inversement, en utilisant les taux de production mesurés (ou certains seulement) on peut ajuster T et μ_B.

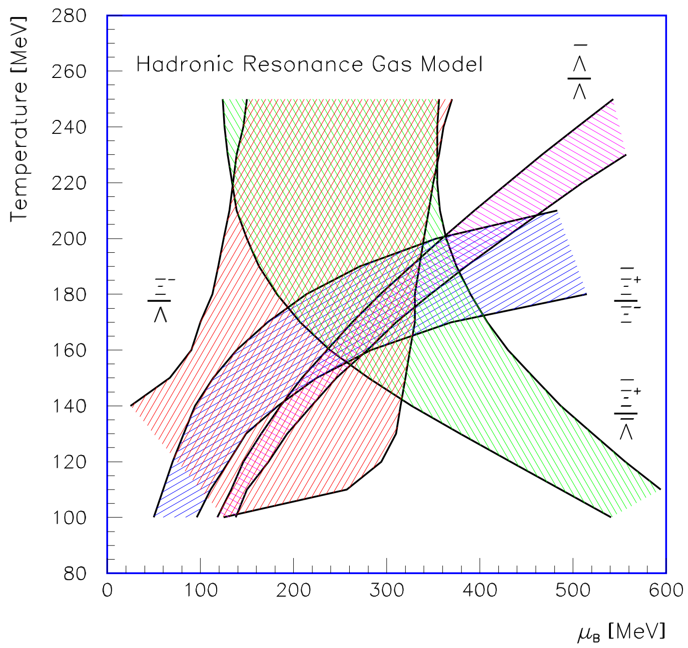


FIG. 1.7: *Détermination des paramètres T et μ_B à partir de rapports de taux de production des hypérons mesurés par l'expérience NA36 au* CERN. *Ces différents rapports délimitent une zone de recouvrement restreinte pour les deux paramètres principaux des modèles thermiques statistiques.*

1. c'est-à-dire que l'étrangeté totale du système est initialement nulle et que le rapport du nombre baryonique sur la charge des noyaux incidents est conservé.

La figure 1.7 correspond à la détermination de ces deux paramètres en utilisant les rapports des taux de production des hypérons mesurés par l'expérience NA36 [AND94]. La région de recouvrement montre clairement la contrainte que les différents rapports impliquent.

Plus précisemment, la méthode consiste à minimiser l'expression:

$$\chi^2 = \sum_j \frac{(R_j^{exp} - R_j^{mod})^2}{\sigma_j^2} \tag{1.8}$$

avec R_j^{exp} la valeur expérimentale du j-ième rapport munis de l'erreur correspondante σ_j, et R_j^{mod} la valeur provenant du modèle.
Une des principales difficultés provient du fait que les taux de production finals résultent des taux de production des particules primaires de la collision ainsi que de la décroissance de particules par interaction faible. L'acceptance expérimentale est différente pour chaque espèce ce qui fausse d'une certaine manière les valeurs des rapports (l'idéal serait d'avoir une couverture angulaire complète) et complique les corrections nécessaires dites de "feed-down". En outre, et comme nous l'avons vu dans la partie 1.2.2, de nombreuses réaction peuvent modifier la composition chimique du système ainsi que les distribution en impulsion des particules émises. Ceci a pour principale conséquence de diminuer la température apparente des hadrons léger au freeze-out thermique.

1.4 Matière étrange exotique

Outre les particules étranges qui ont été présentées précédemment (dont des sacs de six quarks, cf. figure 1.3), d'autres états sont potentiellement accessibles au moyen de collisions d'ions lourds. La création de matière étrange exotique a motivé dernièrement de nombreuses études à la fois sur le plan théorique et expérimental. Il a été envisagés non seulement l'obtention de strangelets, c'est-à-dire des sacs contenant un grand nombre de quarks [CHI79], mais aussi de MEMOs (Metastable Exotic Multi-hypernuclear Objects) ou des systèmes composés purement d'hyperons (Λ et Ξ principalement) en tant qu'analogues hadroniques [SCH93b] des strangelets.
Pour le moment, aucunes des expériences dédiées à la mise en évidences de tels objets, que ce soit à l'AGS ou au SPS n'ont donné de résultats positifs. Cependant, comme les différents mécanismes de formation (par coalescence de quarks tel qu'il a été succintement décrit dans la section 1.3.1 ou par un processus de distillation tel qu'il sera présenté dans les paragraphes suivants) sont particulièrement dépendant des conditions initiales, on peut espérer poursuivre cette recherche à plus haute énergie, c'est-à-dire à la fois au RHIC et au LHC [KUH02].

1.4.1 Propriétés de la matière étrange

Des considérations générales ainsi que des calculs principalement basés sur le modèle du sac de quarks (voir Introduction), suggérent que des états metastables voire stables de matière étrange exotique puissent exister. L'argument majeur provient de la diminution de l'énergie totale par baryon du système lié au degré de liberté supplémentaire que constitue la saveur étrange. En effet, l'introduction de ce degré de liberté supplémentaire aurait pour résultat d'abaisser le niveau de Fermi (μ_F) du système. Ce gain dépend à la fois de la masse du quark s et de la valeur de la constante de sac utilisée et implique une relative stabilité même pour des objets de nombre baryonique élevé [GRE88]. De surcroît, dans la mesure où les niveaux d'énergies correspondant aux quarks légers seraient déjà occupés, la décroissance des quarks s en quark d devrait être bloquée en vertue du principe d'exclusion de Pauli. Parmi les cinq termes différents (volume, énergie de point zéro, énergie cinétique, termes d'interaction couleur-électrique et couleur-magnétique) qui contribuent à la masse totale du sac de quarks, celui qui domine est le terme de volume directement proportionnel à la constante de sac. Puisque cette dernière ne peut être fixée sans ambiguïté, il en résulte différents cas de figure pour ce qui est de la stabilité du système:

- Pour une constante de sac importante ($B^{1/4} > 180 - 200 MeV$), l'énergie minimale par baryon (E/A) de la matière de quarks étranges est supérieure à celle des hypérons: cette matière est donc instable et se désintégre par interaction forte;

- Pour une valeur de la constante de sac intermédiaire (de l'ordre de 150 à 180MeV), l'énergie par baryon de la matière de quarks étranges se situe entre celle des hypérons et celle des nucléons (p,n). Dés lors, les strangelets sont stables vis à vis de l'interaction forte mais décroissent par intéraction faible: ils sont donc méta-stables et leur temps de vie devraient être proches de ceux des hypérons;

- Pour une constante de sac faible ($B^{1/4} < 150 MeV$), la seule possibilité de décroissance est la voie leptonique ce qui conduirait à des temps de vie d'environ $10^{-4} - 10^{-5}s$.

En ce qui concerne les MEMOs, qui sont supposés être formés par coalescence de plusieurs nucléons et baryond (multi-)étranges, l'énergie de liaison est censée être trop faible pour empêche une décroissance par interaction forte. Cependant, il serait possible que certains des états finals soient bloqués eux-aussi par le principe de Pauli et que les états initiaux soient par conséquent métastables.

1.4.2 Le dibaryon $H0$

Le cas particulier correspondant au plus petit des strangelets i.e. le dibaryon H0 ($uuddss$), a déja été abordé dans la section 1.1. En dépit du fait que la notation utilisée alors (ainsi que la dénomination "dibaryon") présuppose qu'il s'agit d'un état lié de deux baryons (deux Λ), il semblerait que cette particule doublement étrange soit stable par rapport à l'interaction forte en raison de son importante symétrie (état singulet de saveur, et d'hypercharge, charge, spin et isospin nuls). Cette stabilité a été confirmée dans le cadre du modèle de skyrmion.
Dans la mesure où sa masse serait inférieure à 2055 MeV (soit environ la somme de la masse d'un Λ et d'un neutron), la seule voie de désintégration possible serait celle, doublement faible, en deux neutrons: cette réaction interdite ($\Delta S = 2$) donnerait une durée de vie de l'ordre de jours.
Cependant, et comme les premiers calculs [JAF77] le présupposent, une masse aussi faible est considérée comme peu réaliste et il semblerait que l'intervalle en masse le plus probable soit compris entre 2055 MeV et 2231 MeV, c'est-à-dire la masse de deux Λ pour la deuxième valeur. Dans ce cas-ci, les modes de décroissance par interaction faible (soit avec un temps de vie d'environ $10^{-8} - 10^{-10}s$) sont relativement nombreux: Λn, $\Sigma^0 n$, $\Sigma^- p$ et $\Lambda p\pi^-$ en fonction de la masse. Les deux derniers modes, correspondant à des produits de décroissance chargés, sont particulièrement intéressant car ils offrent la possibilité d'être reconstruits grâce à des détecteurs gazeux ou en silicium (cf 3.5.2).
Il est néanmoins probable que l'hypothétique $H0$ ait une masse supérieure à celle de deux Λ. Les modes de désintégration par intéraction forte qui en résulteraient (il est à noter que l'interaction entre deux Λ soit attractive et l'observation d'un ${}^{6}_{\Lambda\Lambda}He$ confirmerait cette hypothèse[TAK01]) seraient essentiellement les modes $\Lambda\Lambda$ et $\Xi^- p$. Cette éventualité conduirait à analyser toutes les paires pour ces deux modes provenant de la collision afin de construire un spectre en masse invariante ou de telles résonances pourraient être visibles.

1.4.3 Dibaryons et production de matière étrange

L'analogue hadronique du $H0$ n'est donc plus un sac de six quarks mais un état lié de deux Λ. Les nombres quantiques associés ainsi que les modes de décroissances étant les mêmes, il n'est pas

possible de différencier expérimentalement un $H0$ d'un dilambda. Selon des calculs combinant modèle de coalescence et code de transport, d'autres dibaryons sont supposés [SCH00] exister: $(\Sigma^+ p)_b \rightarrow p + p$, $(\Xi^0 p)_b \rightarrow \Lambda + p$, $(\Xi^0 \Lambda)_b \rightarrow \Xi^- + p$ et $(\Xi^0 \Xi^-)_b \rightarrow \Xi^- + \Lambda$.
Avec des énergies de liaisons de l'ordre du MeV, leurs distances de vol devraient se situer entre 1 et 5 cm. Les taux de production relativement élevés (d'environ 10^{-4} par unité de rapidité et par événement pour les $(\Xi^0 \Xi^-)_b$ à 5.10^{-3} pour pour les dilambdas) peuvent néanmoins être sensiblement plus faible si l'on introduit une barrière répulsive à courte distance (à l'instar de [KAH99] qui semble correctement reproduire la formation par coalescence des deutérons).
Deux scénarios différents constituent les bases des processus expliquant la formation de tels objets: la coalescence d'hypérons et de nucléons présent dans le milieu hadronique et par distillation de l'étrangeté dans la phase de plasma. Le second mécanisme nécessite a priori un potentiel chimique relativement élevé et la zone de rapidité centrale accessible pour STAR n'offre pas de telles conditions. On peut cependant supposer qu'en raison de fluctuations [SPI96], ce phénomène de distillation puisse avoir lieu localement. De plus, si la formation d'un plasma de quarks et de gluons est la condition nécessaire à l'obtention de ces objets, il est clair qu'en dépit d'un potentiel chimique baryonique plus faible, les expériences du RHIC se placent dans un contexte plus favorable.

1.5 Résultats relatifs aux expériences précédentes

De nombreuses expériences ont concentré leurs efforts pour effectuer des mesures relatives aux particules étranges. En raison des seuils en énergies déjà évoqués (cf. section 1.2.2) pour les plus massives de ces particules, la majorité des quarks étranges produits sont contenus dans les mésons étranges (les K^+,K^0,K^- représentent plus de 70% de l'étrangeté produite dans les collisions d'ions lourds). En dépit de la difficulté à produire des hypérons multi-étranges aux énergies de l'AGS, l'expérience E810 [EIS94] a obtenu des mesures intéressantes relatives aux Ξ^-. Au SPS du CERN, des expériences dédiées ont pris le relais de manière à bénéficier d'une statistique suffisante pour mesurer les taux de production ainsi que les spectres d'émission des baryons étranges et multi-étranges. Les expériences WA97 [ANT95] et NA57 [CAL96] ont comparé les taux de production des hypérons provenant de collisions Pb-Pb à $17,4AGeV$ avec ceux de systèmes plus légers (p-Pb et p-Be) et ce, dans le but de mettre en évidence un accroissement tel qu'il a été défini dans l'équation 1.6. La figure 1.8 rassemble les mesures [AND98, CAR01] de ces deux expériences et effectivement, on constate une augmentation de la production de hypérons étranges d'autant plus nette que la particule est lourde.
De plus, il semble que la dépendance en centralité soit peu marquée pour les collisions mettant en jeu le plus grand nombre de nucléons participants (la couverture en centralité est d'environ 40%). Cependant, il est intéressant de noter la mesure d'un point relatif aux collisions les plus périphériques par NA57 qui semblerait correspondre à un effet de seuil dans la production des $\overline{\Xi}^+$.
La figure 1.9 montre les différents valeurs de l'accroissement défini par l'équation 1.9 suivante:

$$E = \left(\frac{< Yields >}{< N_{wounded} >} \right)_{Pb-Pb} / \left(\frac{< Yields >}{< N_{wounded} >} \right)_{p-Be} \tag{1.9}$$

Cet accroissement est proche de 15 dans le cas des particules triplement étranges Ω^- et $\overline{\Omega}^+$, les plus rares et ayant donc l'erreur statistique la plus importante. Une observation de tels phénomènes à plus haute énergie serait cruciale car permettrait de conforter l'idée qu'un nouvel état de la matière a bel et bien été créé.
Parallèlement, l'expérience NA49 [AFA99] a déterminé les taux de production de particules étranges et multi-étranges (notamment Λ, Ξ et leurs anti-particules) sur un large intervalle en rapidité pour des collisions p+p (énergie de 158 GeV) grâce à son importante couverture angulaire

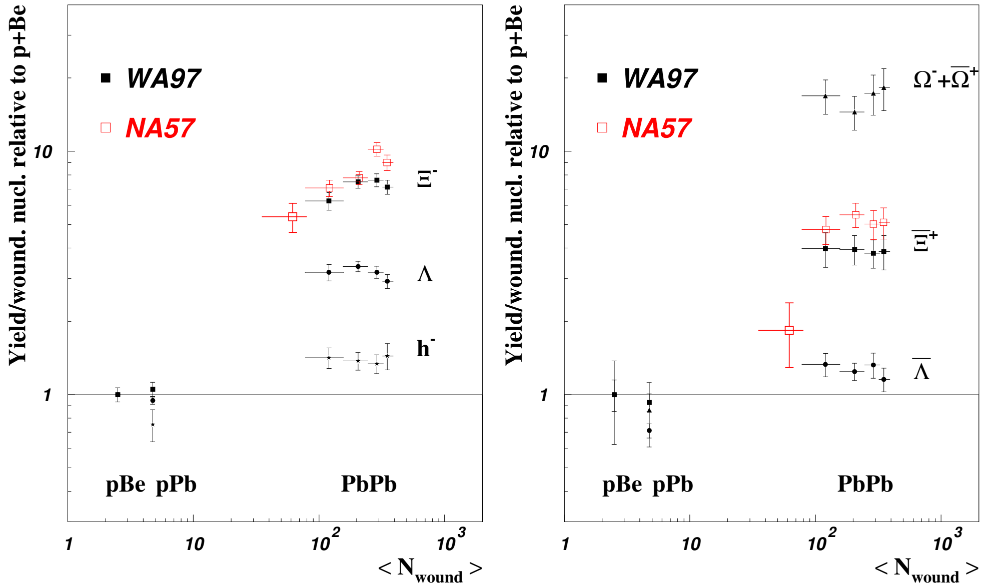


FIG. 1.8: *Comparaison de la production des hypérons au SPS pour différents systèmes: collisions Pb+Pb, p+Be et p+Pb en fonction du nombre de nucléons participants. Mesures rapportées par les Collaborations WA97 et NA57 [AND98, CAR01].*

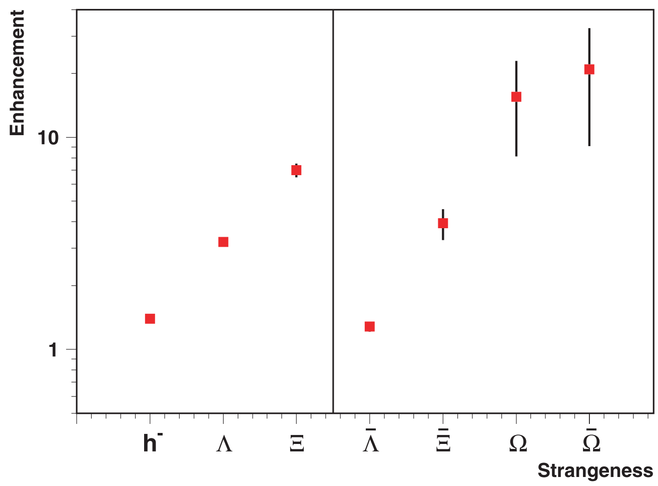


FIG. 1.9: *Accroissement de la production d'étrangeté au SPS (Collaborations WA97 et NA57) [FIN01].*

[BAR02]. Il lui a, de plus, été possible d'étudier les effets d'isospin et d'estimer des corrections relatives à la figure 1.8. Ces corrections diminuent légérement le facteur d'accroissement des Ξ^- mais, en revanche, augmentent sensiblement celui des $\overline{\Xi}^+$. Un signal de Ω^- a également été observé avec ces mêmes collisions malgré un signal sur bruit relativement faible (voir 1.10). Il en résulterait une estimation du rapport $\overline{\Omega}^+/\Omega^-$ inférieur à $0,5$ avec un degré de confiance de 95%: cette mesure va à l'encontre des prédictions de certains modèles microscopiques [BLE02], ce qu'il serait intéressant d'expliquer.

Bien que l'expérience NA49 soit a priori capable d'identifier des $H0$ dibaryons, aucun résultat relatif à des temps de vie de l'ordre de l'interaction faible (contrairement au potentiel de l'expérience NA52 [WEB01], qui a recherché des strangelets chargés) n'a, au SPS, pour le moment été rapporté. En revanche, les mesures de l'expérience E896 de l'AGS pour un mode de décroissance possible $H0 \rightarrow \Sigma^- p$ n'ont pu mettre en évidence un quelconque signal en dépit d'une impor-

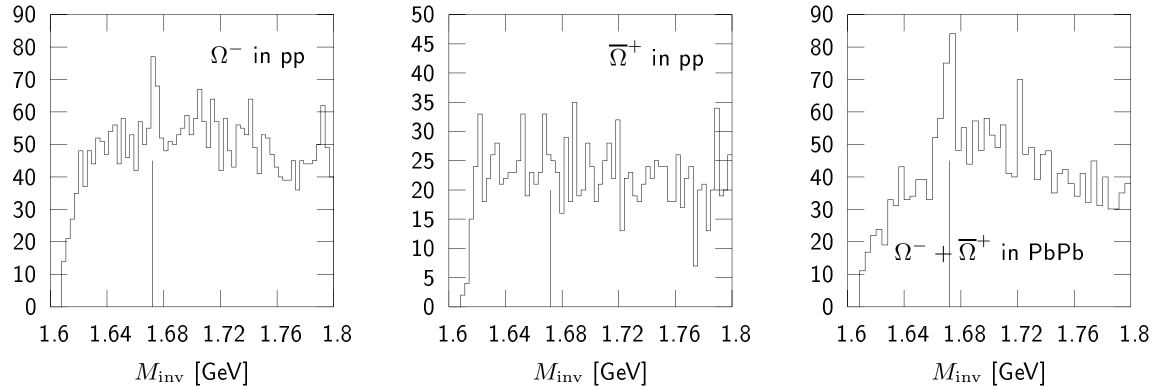


FIG. 1.10: *Spectres en masse invariante des Ω au SPS pour les collisions p-p et Pb-Pb (Collaboration NA49) [BAR02].*

tante sensibilité [CAI99]. La figure 1.11 montre la sensibilité correspondante pour des collisions centrales en fonction de la distance propre de vol.

Aucun signal pouvant être associé à un strangelet neutre dont le nombre baryonique se situe

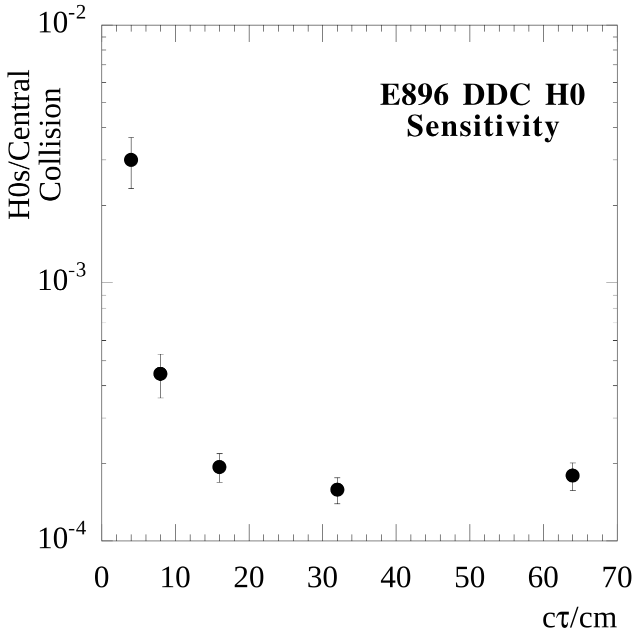


FIG. 1.11: *Sensibilité de l'expérience E896 à l'AGS pour le dibaryon H^0 dans le mode $\Sigma^- p$ [CAI99].*

dans l'intervalle $6 < A < 100$ n'a, non plus, été recueilli par l'expérience E864 [ARM99].

Chapitre 2.

RHIC, STAR et Première prise de données

Aucune connaissance a priori ne nous est possible que celle, uniquement, d'objets d'une expérience possible.
Critique de la raison pure, Analytique transcendantale I, chap. II, par. 27.
Emmanuel Kant.

Les difficultés rencontrées lorsqu'il s'agit de tirer des conclusions des résultats obtenus au CERN semblent pouvoir être résolues, a priori, au nouveau collisionneur RHIC:

- tout d'abord de par ses caractéristiques qui doivent lui permettre de largement dépasser la température de la transition de phase ($\sim 160\ MeV$) atteinte au SPS;
- ensuite grâce à la simultanéité ainsi qu'à la complémentarité des quatre expériences qui y sont installées, chacune se focalisant sur une ou plusieurs manifestations du QGP.

Dans ce chapitre nous nous proposons de décrire les principales caractéristiques du RHIC, puis, en ne se voulant en rien exhaustif, les potentialités de ces expériences. L'expérience STAR (Solenoidal Tracker At Rhic), qui réunit des conditions particulièrement favorables à l'étude de la production d'étrangeté et qui est le détecteur ayant permis les analyses présentées dans ce travail, fera l'objet d'une description plus approfondie.
Enfin, la première campagne d'acquisition de données, dont la statistique dicte les possibilités mais aussi les limites des résultats accessibles, sera décrite.

2.1 Description du RHIC

Les paramètres les plus importants du RHIC sont la luminosité ainsi que l'énergie disponible par paire de nucléons dans le centre de masse. Les valeurs nominales correspondantes, pour des ions Au_{197}^{79+}, sont respectivement $\mathcal{L} = 2 \times 10^{26}\ cm^{-2}s^{-1}$ et $200\ GeV$, ce qui en terme d'énergie représente un ordre de grandeur de plus que ce qui peut être obtenu au SPS.

2.1.1 Les étapes d'accélération

Pour disposer, dans l'anneau du RHIC, de faisceaux d'ions accélérés à des énergies jusqu'à $100\ GeV$ par nucléon, une très grande partie du complexe de Brookhaven (cf figure 2.1) est mis à contribution [ROS02].

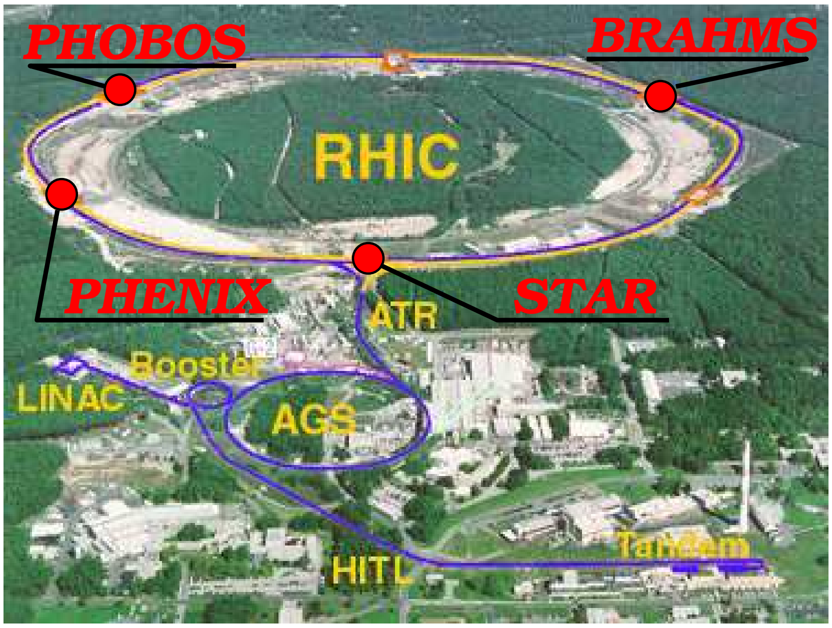


FIG. 2.1: *Le complexe du RHIC, et ses quatre expériences*

Tout d'abord, un injecteur pulse des ions d'Au dans un accélérateur de type Tandem Van de Graaff qui y sont accélérés jusqu'à l'énergie d'environ 1 MeV/u et un état de charge $Q = +32$. Puis, une ligne de transfert HITL (Heavy Ion Transfert Line) les transporte jusqu'au BOOSTER où ils sont de nouveau accélérés ($\sim 100\ MeV/u$, $Q = +77$). Du BOOSTER, ils sont ensuite transmis à l'AGS (Alternating Gradient Synchrotron) lequel permet d'obtenir des vitesses de plus de 99% celle de la lumière: les paquets d'environ 10^9 ions possèdent alors une énergie de $8,6\ GeV/u$ ainsi qu'un état de charge maximal. Finalement jusqu'à 56 de ces paquets sont alternativement injectés dans les deux synchrotrons supraconducteurs du RHIC (d'une circonférence d'environ $3,8\ km$ et comprenant 1740 aimants supra-conducteurs, l'un fonctionnant dans le sens horaire dit "bleu", l'autre anti-horaire dit "jaune") et ce grâce aux aimants placés en bout de la dernière ligne de transfert nommée ATR (AGS To RHIC). Ils y atteindront leur énergie nominale.

2.1.2 Les possibilités en terme de systèmes

Le RHIC est un ensemble d'une grande flexibilité en raison de la possibilité d'utiliser des systèmes divers: l'accélérateur linéaire (LINAC) permet de délivrer des protons au BOOSTER et ainsi d'obtenir des énergies de 250 GeV.

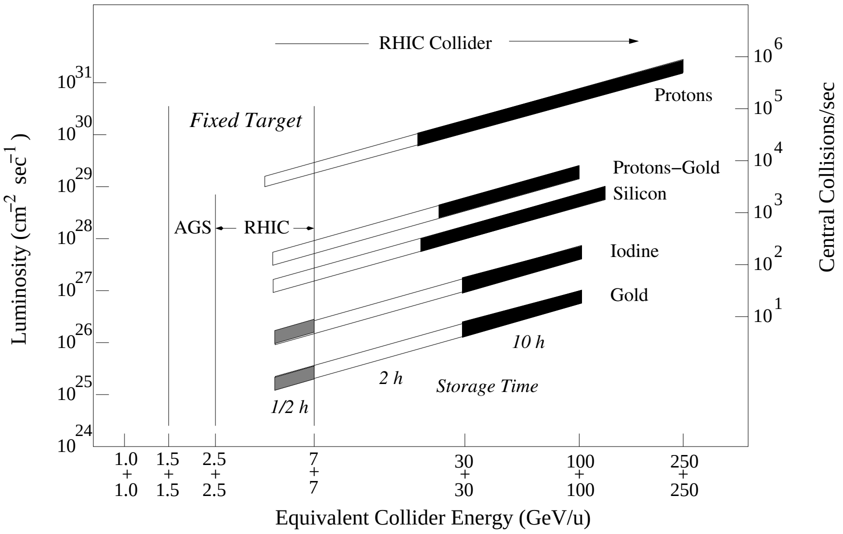


FIG. 2.2: *Caractéristiques du RHIC en fonction des systèmes.*

La figure 2.2 représentant la luminosité en fonction des systèmes donne une idée du très fort potentiel du RHIC qui permet de produire des collisions de types A-A, p-p et A-p. En effet, l'utilisation de systèmes variés, comme cela a été mentionné précédemment (voir 1.2) est primordiale pour permettre la comparaison avec les collisions A-A. On compte par la même bénéficier d'autant de niveaux de références et de comparaison. En outre, l'obtention d'interaction à partir de faisceaux de protons polarisés constitue aussi un axe de recherche privilégié pour l'étude de la contribution des gluons (et des quarks de la mer de quarks) au spin total du proton.

2.2 Présentation des expériences du RHIC

Á quatre des six points d'interaction, où les paquets d'ions des deux faisceaux peuvent entrer en collision, sont installés des sites expérimentaux. L'usage est d'associer une représentation horaire à l'anneau et ainsi, une des deux grandes expériences, PHENIX, est située à 8 heures, PHOBOS et BRAHMS, de tailles plus modestes sont respectivement à 10 et 2 heures, STAR enfin, l'autre expérience de grande dimension est localisée à 6 heures (voir figure 2.1).

2.2.1 PHENIX (Pioneering High Energy Nuclear Interaction eXperiment)

PHENIX prend, au RHIC, le relai de l'expérience NA50 du SPS relative à la mesure de la production de leptons et de photons, et notament l'étude du canal dilepton et photons de résonances hadroniques liées au charme ouvert. En effet, la confirmation d'une suppression anormale du J/Ψ et du Ψ' (suppression pouvant être expliquée par un mécanisme d'écrantage de Debye de l'interaction entre les quarks c et $\bar{c}$, cf Introduction) semble être une étape obligée dans la caractérisation d'un état de partons déconfinés. De plus, l'observation d'un accroissement de la production des dileptons dans le domaine des faibles masses, à l'instar de CERES-NA45 pourrait aussi permettre à PHENIX de conforter l'idée d'une restauration, au moins partielle, de la symétrie chirale. Notons cependant que bien que se focalisant sur les mesures leptoniques $e^{\pm}, \mu^{\pm}$ et de photons, des mesures relatives aux hadrons (tels que pions, kaons et protons) sont également possibles, de même que l'étude d'événements de grande impulsion transverse [MOR98].

2.2.2 PHOBOS

Bien que spécialisée dans la mesure en masse transverse et donc dans la détermination de la température (freeze-out thermique), PHOBOS[1] est aussi très performante, en raison de sa haute granularité, pour étudier les corrélations des particules à basse impulsion transverse (où en conséquence, l'identification par dépot d'énergie est efficace). Parallèlement, la mesure des taux de production de nombreuses particules, γ, π, ρ, d et même étranges comme les K, ϕ et Λ, fait pleinement partie du champ d'investigation de PHOBOS et permet ainsi la détermination du freeze-out chimique en comparant les rapports particule à particule.
Néanmoins, l'asymétrie même du dispositif expérimental restreint le domaine de rapidité explorable à $0 < y < 1,5$. Qui plus est, pour que les capacités du détecteur soient utilisées de façon optimale, la position du vertex primaire doit se situer dans un domaine raisonnable suivant l'axe du faisceau. Dans le contexte de la première année de fonctionnement de RHIC, ce prérequis est relativement contraignant (en effet, l'écart type moyen de la position en z du point d'interaction avoisine les 75 cm, voir 5.1). Ceci étant, cette dépendance est très largement compensée par un déclenchement rapide lié à la technologie Silicium utilisée.

2.2.3 BRAHMS (Broad RAnge Hadron Magnetic Spectrometers)

Cette expérience concerne principalement l'étude du stopping et de l'équilibration chimique. Pour ce faire, elle met à contribution ses deux spectromètres “forward” et “midrapidity”, tous deux déplaçables et balayant ainsi une très large plage en rapidité. Il lui est ainsi possible de mesurer les taux de production des principales particules chargées ($\overset{(-)}{p}$, $K^{\pm}$ et $\pi^{\pm}$).

2.3 Description de STAR

Si l'expérience STAR, tout comme PHOBOS et BRAHMS s'oriente vers la mesure d'observables hadroniques, c'est surtout dans sa très large acceptance que réside toute sa spécificité. Composée principalement (voir figure 2.3) d'une chambre à projection temporelle (TPC) de grande dimension plongée dans un champ magnétique longitudinal, durant sa première année de fonctionnement, elle est actuellement dotée de surcroît d'un ensemble d'outils de trajectographie à

1. Phobos est le nom d'une des lunes de Mars. Ce nom a été choisi en raison d'un premier projet d'expérience MARS (Modular Array for RHIC Spectra) non approuvé.

plus grande proximité du point d'interaction. Cet ensemble assure ainsi une résolution fine en région centrale (grâce à la technologie silicium du Silicon Vertex Tracker (SVT) ainsi que du Silicon Strip Detector (SSD)). De plus, dans les deux zones de rapidité élevée ($2.5 < |\eta| < 4$), sa couverture angulaire est maintenant complétée par deux “forward”-TPC à champ radial.
Dans ce travail, l'accent sera mis sur la description des éléments présents dès la première période d'acquisition, .i.e l'été 2000, et qui constituent déjà l'outil de prédilection en ce qui concerne l'étude non seulement de l'étrangeté, mais aussi des spectres et des corrélations de particules, ainsi que des fluctuations hadroniques événement par événement. Cependant, en raison de l'apport substantiel des trajectographes internes SVT et SSD en terme de reconstruction de particules (multi-) étranges, ceux-ci seront également décrits bien que plus brièvement.

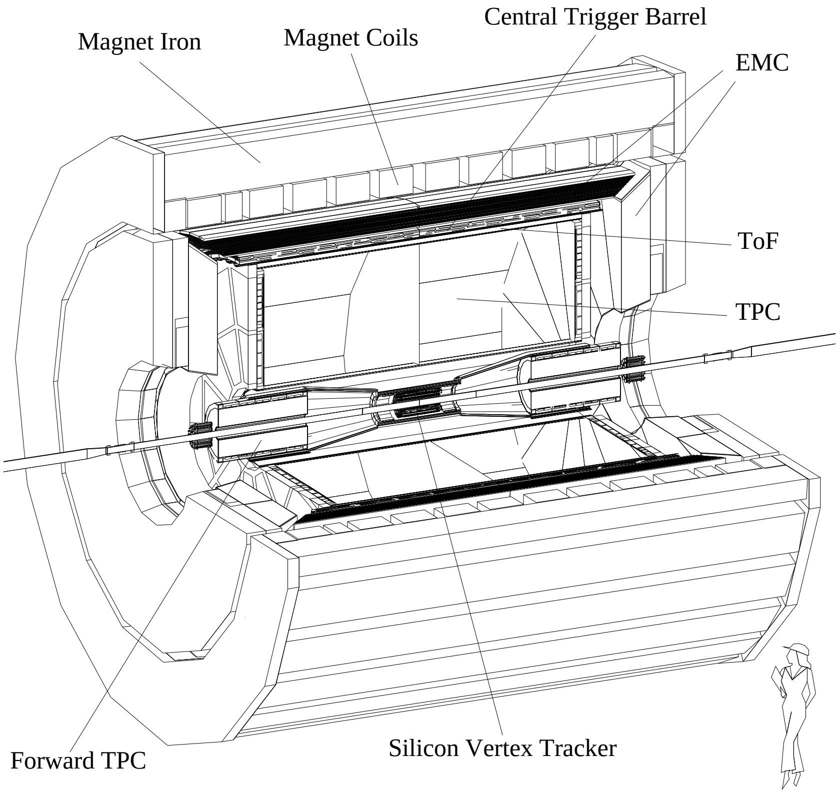


FIG. 2.3: *Les principaux éléments constituant STAR.*

Ainsi, dans les paragraphes suivants seront tour à tour présentés l'aimant puis les détecteurs en place dès le début de la première prise de données: la TPC et le Ring Imaging Cherenkov (RICH). Une place particulière sera accordée au SVT et au SSD. Enfin, les détecteurs en charge du déclenchement, principalement les Zero Degree Calorimeters (ZDC) ainsi que le Central Trigger Barrel (CTB) feront l'objet d'une section distincte de par leur implication dans la sélection du type d'événement.

2.3.1 L'aimant de STAR

L'aimant plonge l'ensemble des détecteurs de trajectographie dans un champ magnétique uniforme et longitudinal, c'est-à-dire coaxial à la direction du faisceau. Bien que le champ soit réglable en intensité entre 0 et $0,5$ *Tesla*, c'est la valeur intermédiaire de 0.25 *Tesla* (5 *kGauss*) qui a été utilisée durant la première série de prises de données.

L'application d'un champ magnétique est indispensable puisqu'il courbe la trajectoire des particules chargées traversant les détecteurs. L'étude de ce mouvement hélicoïdal informe sur la direction et l'impulsion des particules mesurées. Dans cette optique, on doit être soucieux d'obtenir un champ uniforme de manière à limiter les corrections de second ordre (à sa valeur nominale, la variation totale du champ est de moins de $0,8$ % dans la direction radiale (40 *Gauss*) et de moins de $0,02$ % (1 *Gauss*) dans la direction azimutale. Avant l'installation de la TPC, une cartographie complète du champ a été dressée avec une précision de l'ordre du Gauss.

2.3.2 La Chambre à Projection Temporelle

Le principal trajectographe de STAR est une grande chambre à projection temporelle [RET02] consistant en deux grands volumes délimités par des cylindres accolés dont les rayons interne et externe font respectivement 50 cm et 200 cm. Ils sont séparés par une membrane centrale en capton de 70 μm d'épaisseur. Ces deux moitiés forment un volume total de 4 m de diamètre et de $4,2$ m de longueur (cf figure 2.4).
La disposition géographique particulière de STAR (voir figure 2.1) fait qu'en dénotant l'origine du repérage au centre du détecteur (au niveau de la membrane, z=0), on peut qualifier une partie d' "Est" puis l'autre de "Ouest" dans le sens progressif qui est celui des "z" croissants.

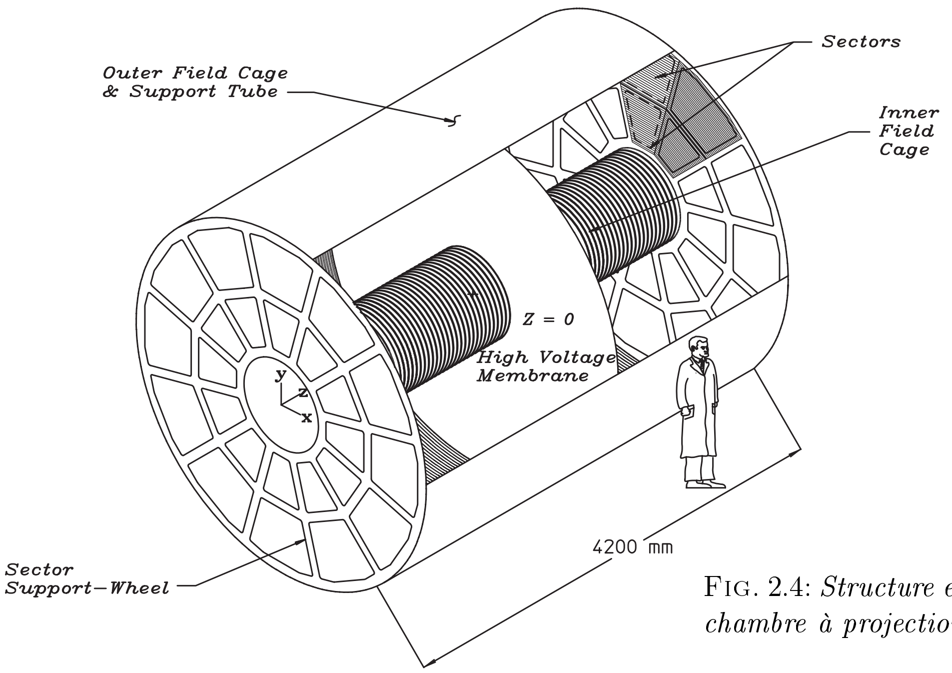


FIG. 2.4: *Structure et volume de la chambre à projection temporelle.*

Les tangentes aux rayons interne et externe du cylindre délimitent des intervalles de respectivement ± 2 et ± 1 unités de pseudorapidité, ce qui engendre globalement pour l'enceinte de la TPC, une acceptance d'environ $\pm 1,5$ unité (cf figure 2.5). En raison de la valeur du champ magnétique, l'impulsion transverse des particules doit être supérieure à ~ 40 MeV/c pour que ces dernières puissent être détectées.

Lorsqu'une particule chargée issue de la collision traverse la TPC, elle ionise le volume gazeux et les électrons résultants, soumis à un champ de dérive, sont collectés sur les bases du cylindre. Le choix du gaz est bien sûr important, ce dernier devant satisfaire à de nombreux critères liés notamment à l'absorption et la diffusion: c'est ici un mélange appelé P10 (90 % d'argon et 10 % de méthane) qui a été retenu. Cela en raison non seulement des faibles diffusions transverse et

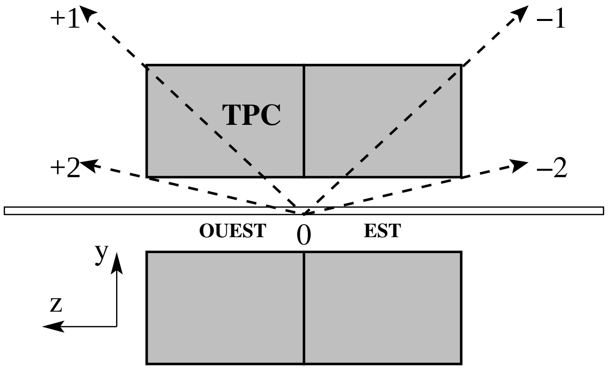


FIG. 2.5: *Couverture angulaire (en unité de pseudorapidité) de la TPC.*

longitudinale (230 $\mu m/\sqrt{cm}$ dans la direction transverse, 360 $\mu m/\sqrt{cm}$ dans la direction longitudinale, soit respectivement des largeurs de $\sim 3,4\ mm$ et $\sim 5.2\ mm$ aprés une dérive sur toute la longueur et à champ nominal) mais aussi de la nécessité de fonctionner à pression atmosphérique. Une des conséquences primordiales, qui est en réalité un des paramètres décisifs influant sur les choix technologiques, est la précision sur le temps de dérive. Ce temps caractéristique correspond à la valeur de la diffusion longitudinale lors de la traversée d'une "demi-" TPC, et avoisine les 95 ns. La vitesse de dérive des électron est, quant à elle, d'environ 5 $cm/\mu s$.
Ceci fixe tout naturellement des limites quant aux taux maximum d'échantillonnage de l'électronique: $\sim 10\ MHz$.
Le champ de dérive est réalisé par un très fort potentiel au niveau de la membrane centrale ($-28\ kV$) alors que les extrémités sont maintenues à la masse. De manière à bénéficier d'un champ constant de l'ordre de 150 V/cm, des anneaux conducteurs (10 mm de large, et espacés de $1,5\ mm$) sont disposés sur toute la longueur et reliés entre eux par des résistances.

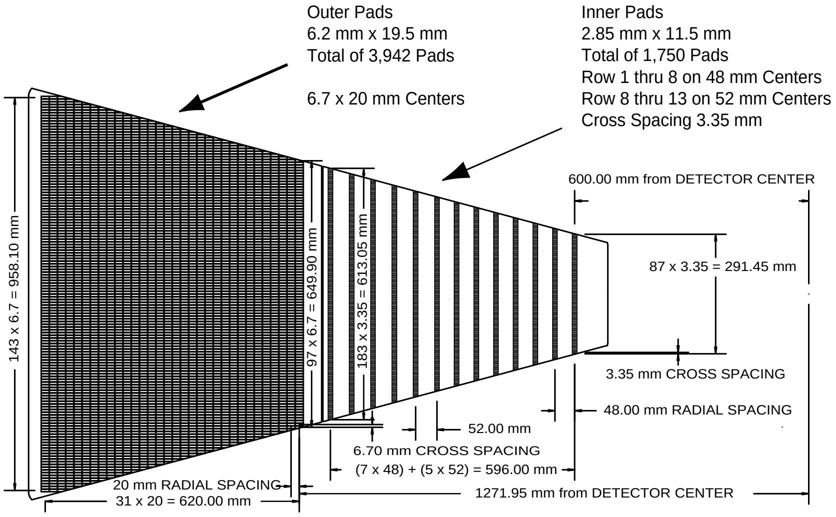


FIG. 2.6: *Schématisation des secteurs externe et interne de la TPC.*

Les extrémités de la TPC sont composées d'un ensemble de cellules élémentaires de détection nommées "pads". Chaque extrémité de la TPC est ainsi segmentée en 12 secteurs, eux-mêmes divisés en deux sous-parties: un secteur interne et un secteur externe (voir figure 2.6). Le secteur interne comprend 1750 cellules de dimensions aussi petite que possible ($11,5\ mm$ radial $\times$ $2,85\ mm$ tangentiel) conduisant à une excellente résolution spatiale. Ces pads s'organisent en 13 rangées situées entre 60 cm pour la plus centrale et 113 cm pour la plus périphérique. Le secteur externe, avec ses 3942 cellules de dimensions sensiblement plus importantes ($19,5\ mm$ radial $\times$ $6,2\ mm$ tangentiel), posséde une densité légérement plus faible et s'étend sur 32 rangées entre des distances de $127,2\ cm$ et $189,2\ cm$ par rapport à l'axe du faisceau. Pour les deux secteurs, une distance de $0.5\ mm$ dans la direction radiale entre les rangées est aveugle.

Une description plus fine de l'interface entre ces secteurs et le volume gazeux conduit au schéma 2.7. On y distingue trois plans successifs de fils dits "grilles" qui, suivant le trajet d'un électron provenant du volume de dérive, sont:

– une grille de blocage ("gated grid") qui termine le volume de dérive avec un potentiel de $\sim 135\ V$. Cette grille permet aussi d'empêcher l'arrivée des électrons dans la chambre proportionnelle, en l'absence de déclenchement.

– une grille cathode ("shield grid") ayant pour rôle de bloquer les ions positifs issus de la zone d'amplification et pouvant sinon pénétrer dans le volume de dérive;

– une grille anode qui, en dernier ressort, recueille les électrons.

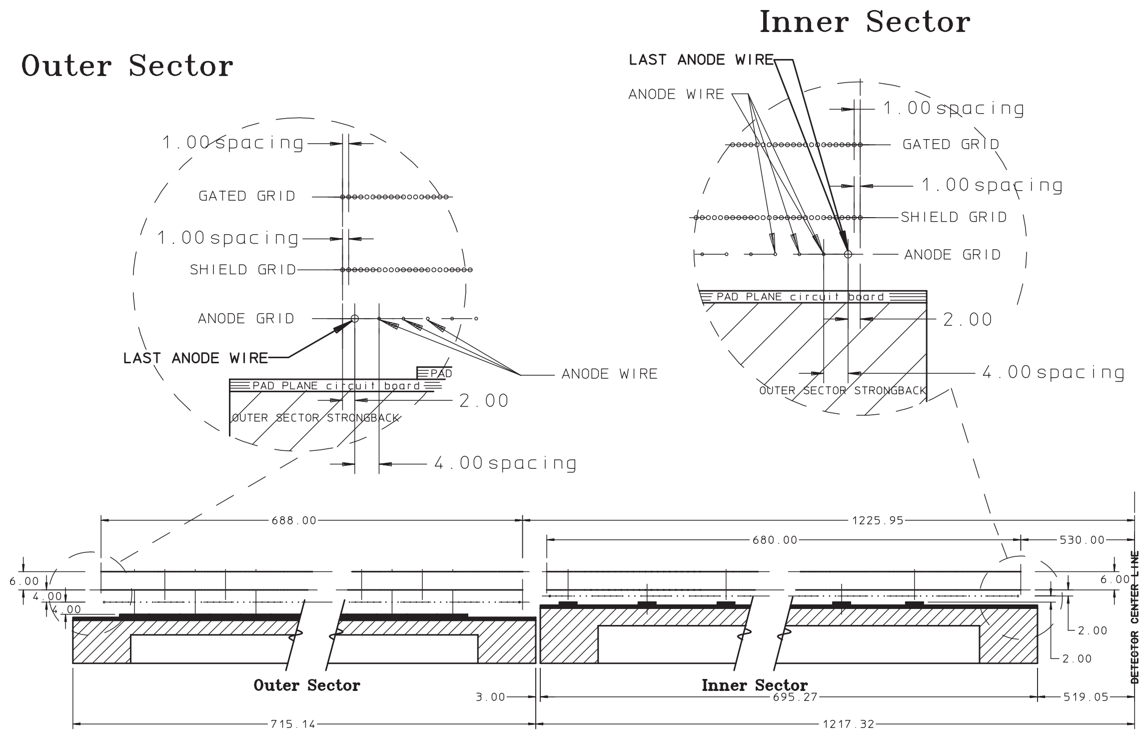


FIG. 2.7: *Plan de lecture d'un secteur de la TPC.*

Les électrons primaires qui ont traversé la grille de blocage arrivent dans la chambre proportionnelle où règne un fort champ accélérateur. En effet, la grille cathode est reliée à la masse tandis que la grille anode est portée à une tension élévée ($\sim 1265\ V$). Le déplacement des électrons primaires s'accompagne alors de la formation d'une avalanche d'ionisation, amplifiant ainsi le signal et dont les électrons dits secondaires sont collectés par la grille anode. Les ions positifs, quant à eux, migrent lentement vers la grille cathode.
L'information que constitue le signal obtenu sur les fils de la grille anode est triple:

– d'une part la position radiale sur la grille rend compte du lieu d'ionisation au sein de la TPC;

– l'instant où est collecté le signal traduit la distance parcourue par les électrons secondaires. On connait donc la position, en z (entre la membrane et le secteur concerné), où l'ionisation a eu lieu à partir du BCO ;

– la charge totale est proportionnelle à l'énergie d'ionisation déposée par la particule initiale, c'est-à-dire le dE/dx.

Pour bénéficier d'une reconstruction tri-dimensionnelle, il faut compléter ces coordonnées d'espace et d'énergie par la troisième coordonnée: c'est très précisement la position de la (ou des) cellule(s) élémentaire(s) en regard de l'avalanche, et réagissant par couplage capacitif, qui nous renseigne sur la localisation azimutale (en ϕ, donc) de l'ionisation primaire.

Les 24 secteurs de la TPC (12 pour chacune des extrémités Est et Ouest) avec chacun 5692 cellules, totalisent 136608 voies analogiques. Le signal sur chaque voie est successivement pré-amplifié, mis en forme et converti en signal numérique. Pour cela, quatre circuits intégrés sont utilisés: un premier processeur réunit les deux premiers circuits responsables de la pré-amplification et de la mise en forme. Le deuxième processeur consiste en:

– un SCA (Switched Capacitor Array) qui, grâce à 512 résistances discrétise en autant le temps de dérive correspondant au signal;

– un convertisseur analogique numérique (ADC) permettant de numériser la charge recueuillie;

L'évolution dans le temps du signal est liée au déplacement de l'ion positif qui produit un signal de longue durée ($tm \simeq 62\ \mu s$). Pour des raisons de rapidité, le signal est differencié au bout du temps de mise en forme du pré-amplificateur ($ts \simeq 180\ ns$). Il en résulte que seule une fraction F du signal ($\sim 45\%$) n'est détectée:

$$F = \frac{ln\left(1+\frac{t_m}{t_0}\right)}{ln\left(1+\frac{t_m}{t_0}\right)} \tag{2.1}$$

En conséquence la forme du signal est très largement dominée par le comportement du pré-amplificateur. Une même carte électronique comprend deux groupes de deux processeurs, chaque groupe permettant de traiter 16 voies. L'ensemble des données transite par cable optique jusqu' à la DAQ qui, au moyen d'acquisition préalable de données de calibrage réduit à $\sim 20\ Mbyte/s$ celles qui seront rendues accessibles. Ainsi, il est possible d'utiliser la TPC pour produire une fidèle image numérique de la collision dont le nombre de pixels équivalent est égal au produit du nombre de voies par la discrétisation en temps: $\sim 70.10^6$.

2.3.3 Le RICH

Opérationnel lui aussi dès la première année, un détecteur de type RICH (Ring Imaging Čerenkov) couvre une surface de 1 m^2 [LAS02]. Il est utilisé de façon complémentaire à la TPC et informe sur la vitesse ($\beta = P/E$) d'une particule l'atteignant après avoir traversé la TPC:
La particule traversant un milieu d'indice n (le radiateur) produit des photons Čerenkov dans un cône d'émission de demi-ouverture θ dépendant de la vitesse (v) selon la relation $cos(\theta) = \frac{1}{n\beta}$ [YPS77]. De par sa couverture angulaire relativement limitée, ce détecteur n'a pas été utilisé dans notre analyse mais renforce l'identification de particules d'impulsion élevée et en fait donc un outil de choix en ce qui concerne l'étude de jets et/ou de particules à haut moment transverse.

2.3.4 Le SVT et le SSD

La très grande multiplicité, c'est à dire la densité de traces atteinte lors de la collision d'ions lourds aussi énergétiques demeure une difficulté majeure en matière de trajectographie. Rappelons à l'occasion qu'il s'agit de traiter des milliers de traces issues du point primaire d'interaction. Face à l'ampleur de ce problème, il est très important de pouvoir disposer d'un trajectographe interne permettant de compléter les informations recueillies par la TPC.
De forme cylindrique et placé à l'intérieur de la TPC, il est chargé d'améliorer la reconstruction des traces au point primaire d'interaction ainsi que, et cela est particulièrement important dans le cadre de notre étude, la reconstruction des vertex secondaires. En effet, les particules, dont les durées de vie sont caractéristiques de l'interaction faible, se désintégrent relativement près du vertex primaire et donc loin de la TPC; une zone qui en l'absence de trajectographe interne n'est accessible que par extrapolation.
Le SVT qui est le premier élément de ce trajectographe et de technologie Silicium à dérive possède une granularité élévée: la distinction de deux traces adjacentes est rendue possible par une résolution de $20\mu m$ en z et en ϕ. Ceci rend possible l'identification et le traitement des nombreuses traces de la région centrale où la densité des particules est énorme. Les trois couches qui composent le SVT se situent à des distances respectives de 6, 10 et 15 cm.
L'autre élément de ce trajectographe interne, le SSD, est un détecteur lui aussi cylindrique et de technologie Silicium à micro-piste. Il contribue activement à l'association des traces observées d'une part dans le SVT et d'autre part dans la TPC. Il répond à deux exigences:

1. la nécessité d'améliorer l'efficacité globale de la reconstruction des traces, notamment les traces secondaires [PIN00], en ajoutant un point supplémentaire à mi-distance entre le SVT et la TPC (en effet, le SSD se positionne à 23 cm);

2. la possibilité de traiter des particules de faible impulsion transverse et donc n'atteignant pas la TPC mais laissant néanmoins plusieurs points d'impact dans le SVT et le SSD.

Bien qu'il ne nous ait pas été possible de bénéficier de cet apport lors de la première prise de données, gageons qu'une très nette augmentation de l'efficacité de reconstruction de particules étranges sera obtenue durant les runs suivant, conformément à ce que la simulation a montré.

2.3.5 Les détecteurs de déclenchement

La luminosité maximale atteinte durant l'été 2000, correspond à environ 10 % de la luminosité nominale. Ceci se traduit par un taux de collision de:

$$\begin{aligned}\mathcal{R} &= \sigma_{AuAu} \times \mathcal{L} \\ &\simeq 7,2.10^{3}\ mb \times 2.10^{-2}\ mb^{-1}s^{-1} \\ &\simeq 150\ Hz\end{aligned}$$

Le taux de prise de données que STAR peut soutenir varie entre 1 et 10 s^{-1}. Il faut donc sélectionner les collisions. On veut aussi pouvoir étudier les caractéristiques des événements en fonction de la centralité i.e. le paramètre d'impact entre les noyaux incidents. En effet, plus la collision est centrale, plus le nombre de nucléons participants est élevé, induisant un grand nombre de particules produites. La grandeur déterminante à mesurer est donc la multiplicité des particules chargées sur laquelle sera effectuée la sélection. Plusieurs détecteurs permettent le déclenchement avec de fortes contraintes en terme de fiabilité et de rapidité de réaction. On se propose maintenant de les passer en revue.

a) les Zero-Degree Calorimeters (ZDC):

Dispositif commun à toutes les expériences du RHIC, deux calorimètres hadroniques sont utilisés pour le déclenchement et pour mesurer la fréquence des collisions [ADL01a]. Nommés Zero-Degree Calorimeters en raison de la distance ($\simeq 17\ m$) qui les sépare du centre géométrique des expériences et de la faible acceptance angulaire ($2\ mrad$) qui en résulte, ils sont disposés le long de l'axe du faisceau, avant et aprés chacune des quatre expériences.

De par la présence du champ magnétique relatif aux dipoles focalisant le faisceau, seuls les neutrons spectateurs atteignent ces calorimètres. Ainsi, lorsque deux paquets d'ions se croisent et qu'une collision a lieu, ces neutrons rencontrent les calorimètres simultanément. Les deux ZDC sont donc utilisés en coïncidence et constituent le déclenchement dit “minimum bias” de STAR.

b) Le Central Trigger Barrel (CTB):

Ce détecteur, essentiel dans la mesure de la centralité de la collision est composé de 120 éléments contenant chacun deux scintillateurs couplés à des photomultiplicateurs. Il forme un cylindre autour de la TPC de rayon et de longueur d'environ $2\ m$ et $4\ m$ respectivement. Il couvre donc comme la TPC un angle de $2\ \pi$ en ϕ (soit un cylindre parfait) ainsi qu'un domaine de pseudorapidité de ± 1 unité et délivre un signal proportionnel à la multiplicité de l'événement. Pour une valeur minimale du signal recueuilli par le CTB et conjointement une coïncidence entre les ZDC, on élabore une sélection dite “centrale” permettant d'isoler environ 14 % des événements les plus centraux.

c) La Multi-Wire Proportional Chamber (MWPC):

Les grilles anodes de la TPC collectent les électrons de dérive et le signal afférent est lu par couplage capacitif au moyen des cellules élémentaires de détection en regard. Il est néanmoins tout à fait possible d'utiliser ces 9000 anodes comme compteur proportionnel, précisant là aussi la multiplicité de l'événement dans un intervalle de pseudorapidité complémentaire ($1 < |\eta| < 2$) de celui du CTB.

2.4 Première prise de données dans STAR:

Sélectionner les collisions les plus centrales, c'est à dire les plus propices à la formation d'un QGP, afin de les étudier en priorité est un objectif primordial. Il s'avère donc indispensable de développer des méthodes permettant de les identifier, tout en gardant à l'esprit qu'il s'agit de ne pas introduire de biais préjudiciable à l'analyse. Une possibilité consiste à se référer au nombre de particules provenant de la collision. Cela sous-entend que d'une part l'on puisse corriger la distribution correspondante de l'efficacité du détecteur [CAL01] et que d'autre part on réalise cette étude a posteriori, i.e. au moment de l'analyse des données. Les fortes contraintes en temps relatives au déclenchement ne sont que peu compatibles avec un tel type de sélection. Le système retenu, utilisant les détecteurs décrits précédemment est décrit dans les paragraphes suivants.

2.4.1 Les niveaux de déclenchement:

Les temps de réponse des détecteurs, notamment ceux impliqués dans le déclenchement étant différents, il est indispensable de mettre en œuvre plusieurs niveaux de déclenchement présentés par sélectivité croissante:

- le niveau 0 est validé lorsqu'on est en présence d'une coïncidence entre les deux ZDC (en accord avec la position des paquets suivant la pulsation du RHIC) et dès lors que les seuils relatifs au CTB et à la MWPC ont été franchis. Pour optimiser la vitesse de réponse, il est à noter que les 9000 fils de la MWPC ont été rassemblés en 2000 voies et les 240 photomultiplicateurs du CTB en 16 segments (4 en η et 4 en ϕ). Ainsi, l'événement peut être sélectionné en moins de 110 ns et transmis via l'électronique de lecture en ~ 200 ns.

- le niveau 1, utilisant aussi à la fois les informations ZDC et du CTB (plus précisement en évaluant la différence de temps entre les ZDC et les signaux des différents segments du CTB) doit décider en moins de 40 μs, ce qui correspond au temps de dérive dans la TPC, si la position du vertex primaire est telle que l'on conserve l'événement.
- le niveau 2, bien que n'ayant pas été mis en œuvre pour les collisions analysées ici, peut, dans un temps de l'ordre de la milliseconde, gérer des informations plus complètes provenant de l'ensemble des détecteurs (répartition des charges, etc.)
- le niveau 3 correspond à une véritable analyse en temps réel de l'événement sélectionné jusqu'ici, et ce en moins de 10 ms. Selon l'objectif, position du vertex primaire, multiplicité, présence de vertex secondaires ou de jets peuvent correspondre à des critères pertinents.

2.4.2 Les échantillons d'événements sélectionnés

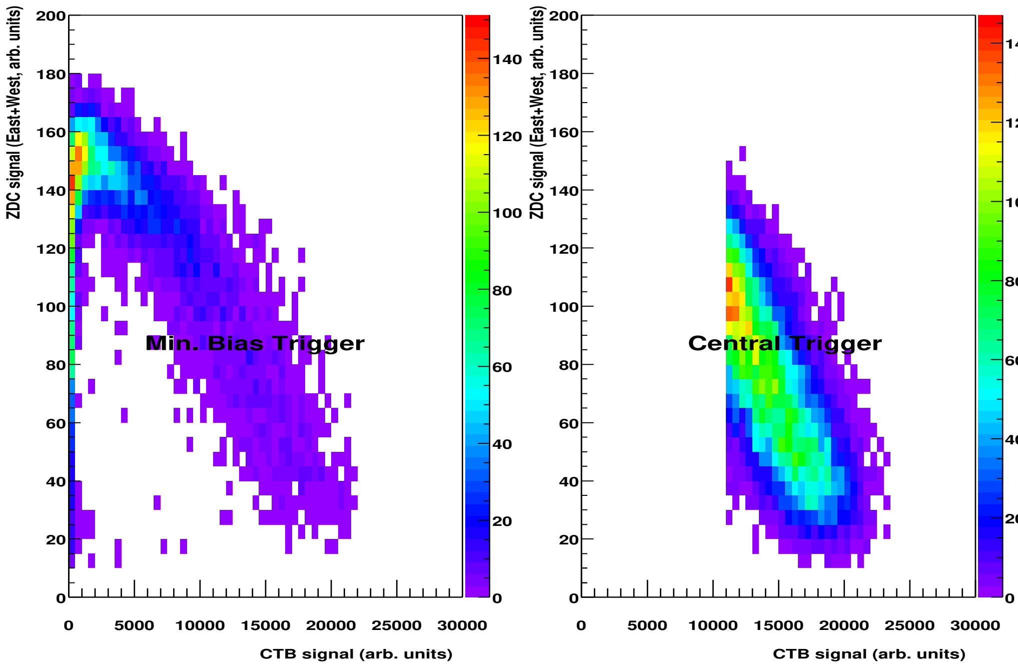


FIG. 2.8: *Sélection de deux types d'échantillons avec les ZDC et le CTB*

Durant la prise de donnée de l'été 2000, concernant des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 130\ GeV$, deux échantillons d'événements ont été créés grâce à l'utilisation conjointe des ZDC et du CTB décrites précédemment (voir figure 2.8):

- les événements dits "minimum bias" où aucune valeur de seuil pour le CTB n'est demandée et où la multiplicité varie des collisions les plus périphériques aux plus centrales. Environ 450000 événements de ce type ont été enregistrés.
- les événements dits "centraux", environ 600000. La multiplicité y est élévée en conformité avec la sélection des collisions les plus centrales.

Il est ainsi possible en identifiant les zones correspondant à une multiplicité importante, de ne prendre en compte qu'une fraction de la section efficace inélastique et de ne conserver que certaines collisions en fonction de la centralité. D'autres critères peuvent être appliqués, cette fois au moment de l'analyse pour ne garder que certains événements. Il en est ainsi de la position du vertex primaire qu'il convient de conserver dans un intervalle raisonnable en z pour limiter les effets d'acceptance.

Chapitre 3.

Reconstruction dans la Chambre à Projection Temporelle

Si un arc-en-ciel dure un quart d'heure,
on ne le regarde plus.
Pensées. Johann Wolfgang von Gœthe.

Lors de la description de la chambre à projection temporelle, les caractéristiques principales de ce détecteur ont été présentées. Nous allons maintenant examiner dans ce chapitre les différentes étapes de la reconstruction des informations de la collision à partir des signaux numérisés.
On s'intéressera tout d'abord aux signaux recueillis sur les cellules élémentaires et à leur conversion en point d'impact dans la TPC. Pour construire des traces à partir de ces points, de nombreux algorithmes et plusieurs modèles sont utilisés. Nous en présenterons les principes de fonctionnement en laissant volontairement de côté certains aspects techniques, bien qu'essentiels à l'extraction des variables cinématiques.
Dans un deuxième temps, les méthodes de reconstruction des vertex seront détaillées et l'accent sera mis sur les vertex secondaires. Ces derniers sont en effet très importants pour notre travail car ils permettent d'identifier efficacement les particules (multi-) étranges. Enfin, l'hypothétique $H0$ peut donner lieu à des topologies particulières. En les étudiant, nous verrons dans quelle mesure on peut espérer mettre en évidence cette particule. La reconnaissance de ces topologies et leurs implémentations dans l'infrastructure de STAR feront l'objet de la dernière section.

3.1 Reconstruction des points

Nous avons vu dans le chapitre précédent que les électrons primaires, créés le long de la trajectoire de la particule chargée, dérivent sous l'effet du champ électrique. Cependant, ils sont diffusés avant d'atteindre les grilles en regard des "pads" situés aux extrémités du cylindre de la TPC. Ainsi, au point d'ionisation originel correspond, au niveau des pads, un nuage de charges. Il convient donc de déterminer de manière optimale les trois coordonnées d'espace ainsi que le dépot d'énergie au point d'origine.

3.1.1 Analyse temps-position du signal

La demi-longueur de la TPC est échantillonnée en 512 intervalles de temps dont la lecture séquentielle permet de convertir les temps de dérive en position selon l'axe du faisceau moyennant la connaissance de la vitesse de dérive.

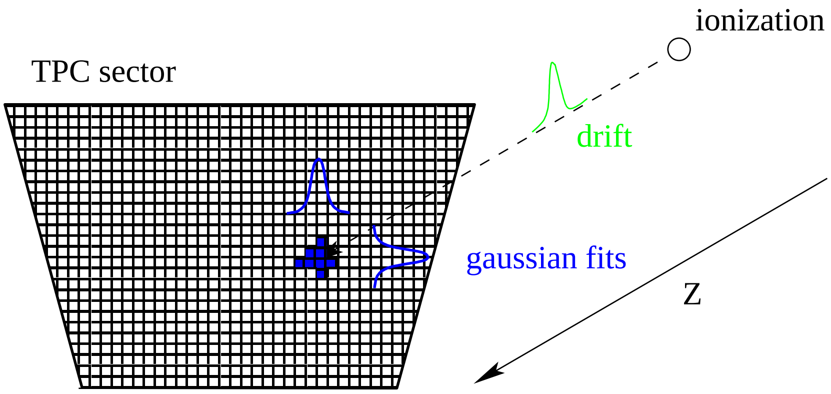


FIG. 3.1: *Reconstruction temps-position d'une ionisation dans la TPC.*

La position en z est calculée comme la valeur moyenne de la gaussienne ajustée sur la série temporelle de charges atteignant la grille. Les coordonnées radiale et azimutale sont, quant à elles, ajustées de la même façon, en fonction de la distribution des charges arrivant sur la zone sensible du secteur (voir figure 3.1). Le signal total collecté, proportionnel à l'énergie d'ionisation, est une information qui est aussi enregistrée. Ceci sera ultérieurement utilisé pour identifier la particule chargée.

3.1.2 Corrections $\vec{E} \wedge \vec{B}$

L'équation de Langevin (3.1) définit le déplacement dans un gaz des particules chargées soumises à un champ électromagnétique:

$$\vec{E} = m\frac{d\vec{v}}{dt} = q(\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B}) + m\vec{A}(t) \tag{3.1}$$

où $\vec{E}$ et $\vec{B}$ sont les champs électrique et magnétique, q et $\vec{v}$ la charge et le vecteur vitesse de la particule, et $\vec{A}(t)$ le vecteur résultant des collisions successives de la particule avec les molécules du gaz.
Dans le cas présent, le champ $\vec{E}$ est constant. Les collisions élastiques entre les électrons et le gaz de la TPC conduisent à un libre parcours moyen constant. La vitesse de dérive a donc une norme constante elle aussi, notée v_d:

$$\frac{\vec{v}_d}{\tau} + (\frac{q\vec{B}}{m} \wedge \vec{v}_d) = \frac{q\vec{E}}{m}$$

où τ correspond au temps moyen entre deux collisions. Cette équation admet pour solution:

$$\vec{v}_d = \frac{\mu}{1+\omega^2\tau^2}(\vec{E} + \frac{\vec{E} \wedge \vec{B}}{B}\omega\tau + \frac{(\vec{E}.\vec{B})\vec{B}}{B^2}\omega^2\tau^2) \tag{3.2}$$

avec:

- $\mu = q\tau/m$ la mobilité de l'électron;
- $\omega = -qB/m$ la fréquence synchrotron de l'électron.

L'équation 3.2 se simplifie dès lors que les champs électrique et magnétique sont colinéaires. Cela implique donc une vitesse de dérive suivant cette même direction.

Cependant, certaines déformations de la TPC et son positionnement mécanique font que l'alignement des champs électrique et magnétique n'est pas rigoureusement parfait. De plus, nous avons vu qu'une légère composante radiale du champ magnétique engendrait un déplacement de l'ordre du millimètre après une dérive de 2 m (cf 2.3.2).

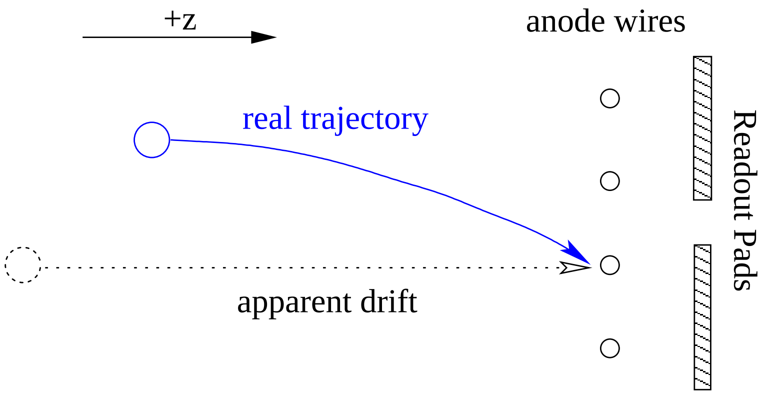


FIG. 3.2: *Conséquence d'un champ magnétique non uniforme et corrections $\vec{E} \wedge \vec{B}$.*

Ceci, en regard de la résolution sur la position de collecte de charge ($\sim$ 100 μm) rend nécessaire l'application de corrections qu'on nomme généralement "$\vec{E} \wedge \vec{B}$". Une cartographie du champ magnétique est alors utilisée pour corriger la position réelle de chaque point à partir de celle initialement déterminée.

3.2 Reconstruction des traces

Une fois les points d'impacts dans les différents détecteurs obtenus puis rassemblés et traduits dans un système de coordonnées global, il s'agit de les associer pour reconstruire les traces des particules chargées qui leur correspondent. Les méthodes permettant d'y parvenir, bien qu'assez standardisées, doivent cependant s'adapter à des géométries évolutives. En effet, si la configuration initiale de trajectographie de STAR est relativement simple, les algorithmes de recherche se doivent de pouvoir intégrer un nouvel élément de détection le plus aisément possible.

3.2.1 Algorithmes de recherche

La recherche des traces dans la chambre à projection temporelle commence radialement de l'extérieur vers le centre. On bénéficie ainsi de la plus faible densité de points en périphérie. Est considéré comme départ potentiel d'une trace tout point de la rangée de pads les plus externes. En utilisant une extrapolation linéaire, dont la direction est donnée par l'axe du faisceau, les points adjacents des pads plus internes sont associés jusqu'à former un segment de trois points. Au delà de ces trois points, c'est la trajectoire propre de la trace qui est prolongée pour trouver les points suivants. Dans le cas où plusieurs prolongements sont acceptables, ils sont tous conservés jusqu'à la fin du processus itératif bien qu'à terme, seule la plus longue des traces reconstruites est gardée. Les points d'impact qui ont ainsi été retenus pour former une trace sont éliminés pour les passages suivants pour deux principales raisons:

- on limite le mélange de traces qui, compte tenu de la forte densité de points, serait fréquent si celles-ci pouvaient avoir des points communs;
- on facilite les recherches ultérieures car les associations sont alors réalisées avec un nombre d'**ambiguïtés** moindre.

Une remarque s'impose alors. Si pour des traces qui correspondent à des particules de moment transverse relativement important (i.e. plus de 1 GeV/c) l'extrapolation linéaire est efficace, il en est tout autrement dans le cas contraire. Les particules de plus faible impulsion transverse spiralent, et rendent nécessaire l'utilisation d'une autre méthode d'extrapolation. Une modélisation hélicoïdale est une alternative séduisante que nous allons décrire à présent.

3.2.2 Modélisation en hélice

De proche en proche, tous les segments ont été créés par extrapolation linéaire. Pour associer les points restants, on modélise pour chaque segment une hélice ce qui requiert l'ajustement de cinq paramètres. Ces paramètres sont illustrés par la figure 3.3 et décrits ci-après:

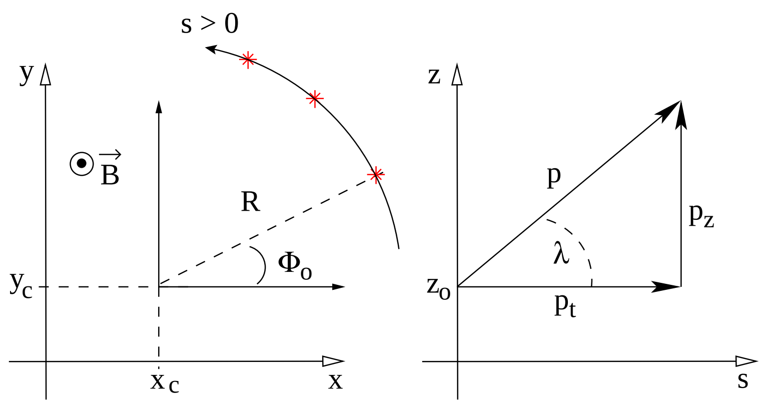


FIG. 3.3: *Projections d'une hélice dans les plans transverse et de courbure.*

- x_c et y_c, les coordonnées du centre de l'hélice dans le plan transverse (i.e. le plan perpendiculaire au faisceau);
- R, le rayon de courbure de l'hélice projetée;
- Φ_0, l'angle que fait le premier point mesuré (de coordonnées x_0, y_0 et z_0), par rapport à l'axe x (direction *sud* dans STAR);
- $tan\lambda = p_z/p_t$, où p_z et p_t sont les impulsions respectivement longitudinale et transverse.

Cette modélisation permet d'extrapoler la trace dans les deux sens, et de rajouter les points qui semblent s'y rattacher au moyen de critères de proximité. En dernier lieu, et dans le cas où leurs paramètres peuvent être identifiés, les différentes hélices sont comparées et regroupées deux à deux. Cette procédure a pour effet de limiter la possibilité qu'une même trace soit fragmentée en plusieurs traces comme dans de cas de la reconstruction des points dans différents secteurs.

3.2.3 Filtre de Kalman

Une fois la totalité des traces reconstruites, l'étape ultime consiste à les ajuster au moyen d'un filtre de Kalman. Ceci rend compte des phénomènes de perte d'énergie et de diffusion multiple qui font que la trajectoire réelle n'est en réalité pas véritablement une hélice.
On peut schématiquement distinguer trois étapes [LIK94, SAU00]:

- la première étape correspond à un filtrage. La progression se fait de l'extérieur vers l'intérieur de la TPC. Les points qui s'écartent de manière trop prononcée de la trajectoire sont éliminés durant cette phase;
- la seconde étape consiste en un lissage. Les paramètres sont recalculés puis, cette fois avec un sens de progression contraire, on élimine encore des points selon des coupures plus contraignantes;
- la dernière étape détermine les valeurs des paramètres tels qu'ils seront enregistrés. Cela comprend notamment le moment ainsi que le χ^2 résultant de l'ajustement.

Deux remarques méritent d'être faites. Tout d'abord, durant ces étapes de filtrage, il est indispensable de faire une hypothèse sur la masse de la particule. Ceci afin d'estimer correctement les possibles pertes d'énergie ainsi que les collisions multiples. D'autre part, l'utilisation d'un filtre de Kalman nécessite un temps de calcul considérable. Ce temps prend des proportions problématiques en raison du nombre total de traces à traiter.
En conséquence, seule l'hypothèse de masse du pion a été étudiée alors qu'en toute rigueur, il aurait fallu réaliser les étapes décrites avec toutes les hypothèses de masse possibles. Certes, dans le cadre de collisions d'ions lourds, les traces correspondent pour les trois quarts à celles de pions. Néanmoins, pour des vertex secondaires tels que ceux des Ω, où une seule des traces est bien celle d'un pion, cette approximation limite probablement la résolution en impulsion.

3.3 Reconstruction des vertex

Les caractéristiques présentées dans la section 1.1 (plus spécialement les rapports d'embranchement) conduisent à privilégier l'identification des hypérons au moyen d'une analyse topologique. En effet, de par leur temps de vie, cette voie semble plus efficace qu'une étude plus systématique de corrélation entre plusieurs traces. En premier lieu, il s'agit de sélectionner préférentiellement des traces issues de vertex secondaires. Et pour cela, la distance de plus courte approche (*dca*) des traces au vertex primaire est naturellement utilisée. Une condition préalable est de déterminer avec précision la position du point de collision.

3.3.1 Reconstruction du vertex primaire

En première approximation, il est possible d'utiliser l'axe du faisceau et accessoirement la différence de temps entre les deux ZDC qui ont servi au déclenchement (cf [2.4]). Dans le cas idéal où la quasi-totalité des extrapolation des traces se rencontrerait en un même point de l'axe, la détermination du vertex primaire serait triviale. Cependant, on est généralement obligé de procéder par itérations: toutes les traces sont extrapolées au plus près de l'axe du faisceau. Cet axe est segmenté en intervalles successifs, et à chacun de ces intervalles est associé le nombre de traces passant au plus près. On considère alors l'intervalle contenant le maximum de traces et on rejette celles qui en sont le plus éloignées. Progressivement, on obtient ainsi un échantillon de traces très vraisemblablement primaires. À partir de cet échantillon, la position du point d'interaction est choisie comme celle qui minimise les *dca* des traces au vertex. .
On calcule alors la distance de plus courte approche des traces non plus à l'axe mais au vertex reconstruit (voir 3.4). Dès lors, les traces passant à moins de 3 cm (dca-min) sont réajustées par

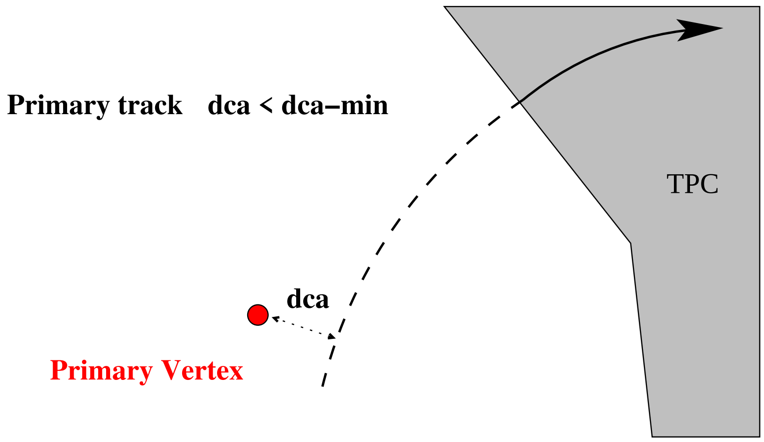


FIG. 3.4: *Sélection des traces primaires en fonction de leur dca au vertex primaire.*

une hélice commençant au niveau du vertex et forment un nouvel échantillon de traces. Ainsi coexistent deux ensembles:

– l'un contenant toutes les traces, dites *globales* et seul le filtre de Kalman a été utilisé;

– l'autre contenant certaines traces seulement, qualifiées de *primaires* et qui ont été réajustées avec le point d'interaction.

Au moyen de simulations et dans le cas d'événements de multiplicité moyenne, on constate qu'une segmentation de l'axe du faisceau de 0.5 cm conduit à une résolution de l'ordre de 350 μm.

3.3.2 Reconstruction des vertex secondaires

La TPC nous permet de disposer des traces de particules chargées. Certaines, primaires, proviennent directement du point de collision tandis que d'autres, secondaires, sont liées à la décroissance par intéraction faible de particules primaires ou encore à des interactions avec le détecteur. Pourtant, il est aussi possible d'identifier certaines particules électriquement neutres indirectement dans le cas où elles se désintégrent en deux particules chargées suffisamment loin du vertex primaire. Ces particules chargées dites "filles" peuvent alors être détectées et identifiées comme ne provenant pas du vertex primaire. C'est cette méthode d'identification indirecte dite "topologique" qui a été utilisée dans ce travail pour les vertex de type "V0" et étendue à ceux de type "Xi".

a) les "V0 vertex"

Historiquement, le nom de "V0 vertex" est générique aux particules neutres se désintégrant en deux particules chargées. Elles créent ainsi une forme en "V" caractéristique des observations faites dans les émulsions et les chambres à bulle. Parmi celles-ci, les Λ et les K^0_S possèdent des temps de vie compatibles avec les dimensions de la TPC et des rapports d'embranchement chargés favorables (voir TAB 3.1).

V0	Mode Chargé	Embranchement	$c\tau$ (cm)
Λ	$p+\pi^-$	63.9%	$7,89$
$\bar{\Lambda}$	$\bar{p}+\pi^+$	63.9%	$7,89$
K^0_S	$\pi^-+\pi^+$	68.6%	2.68

TAB. 3.1: *Mode de décroissance chargé des $V0$.*

Pour reconstruire un V0, il convient donc d'identifier les traces des particules "filles" dans la TPC, et de calculer à partir des caractéristiques de ces traces, celles de la particule "mère".

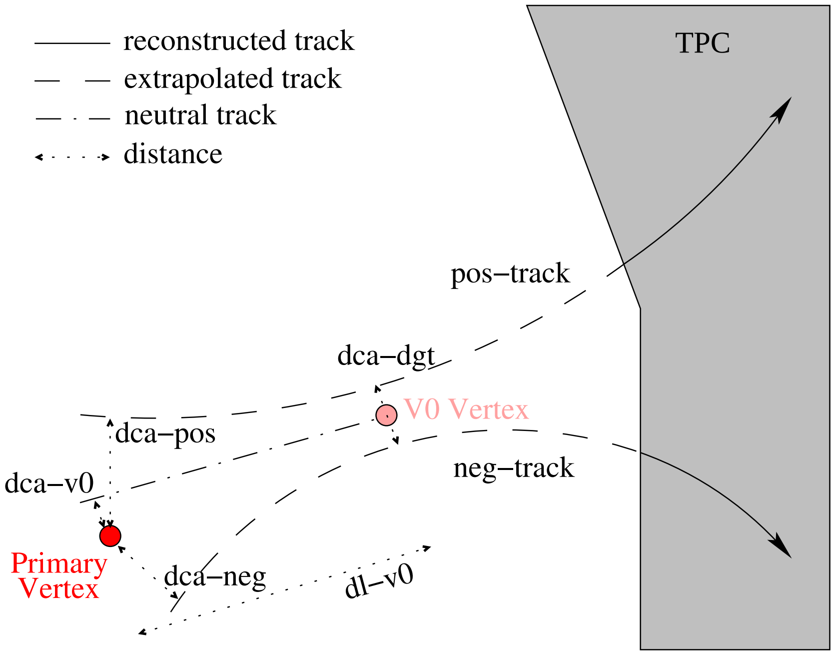


FIG. 3.5: *Reconstruction des vertex de type "V0".*

Par définition, les traces des particules "filles" sont des traces secondaires et par conséquent, appartiennent à l'échantillon de traces définies comme *globales* dans la section 3.3.1. Il s'agit alors d'associer, de manière systématique et pour chaque événement, les traces positives et négatives deux à deux à condition qu'elles remplissent les conditions suivantes (voir FIG 3.5):

– leur extrapolation (*dca-pos*, *dca-neg*) doit passer suffisamment loin du vertex primaire pour ne pas être confondues avec des particules primaires;

– la distance de plus courte approche entre les traces (*dca-dgt*) doit être faible et refléter ainsi leur probabilité de provenir d'un vertex secondaire;

– l'extrapolation du $V0$ reconstruit doit passer par le vertex primaire (*dca-v0*) puisqu'il est censé en provenir.

L'importance du nombre de traces présentes dans chaque événement est telle que si cette méthode doit permettre de reconstruire la majorité des vrais $V0$, elle crée simultanément un très grand nombre[1] de $V0$ fortuits. Il s'avère donc indispensable de limiter ce nombre, ne serait-ce que pour des raisons de stockage en attente de toute analyse ultérieure. Pour cela, plusieurs sélections (présentées dans le tableau 3.2) sont effectuées dès le niveau de la reconstruction.

TAB. 3.2: *Sélections appliquées lors de la reconstruction des $V0$ vertex.*

Sélection	valeur
hits par trace	> 10
dca-pos,dca-neg	$> 0,7\ cm$
dca-dgt	$< 0,8\ cm$
dca-v0	$< 0,8\ cm$
dl-v0	$> 2,0\ cm$

Ces sélections doivent être justifiées car elle peuvent donner lieu à des biais nuisibles à l'analyse:

- les algorithmes de reconstruction des trajectoires (cf 3.2.1) conduisent à des traces de 5 points et plus. Ce chiffre peut sembler faible car favorisant la création de faux $V0$ liée à des fragmentations de traces. Une valeur plus élevée, fixée à 10 hits par trace, permet d'en limiter l'occurence;
- à proximité du vertex primaire, la densité de traces est maximale. Ceci correspond à des extrapolations de traces dont la résolution est a fortiori limitée pour cette région. Le choix d'utiliser une distance de décroissance minimale ($2\ cm$) traduit donc une volonté de diminuer la reconstruction de $V0$ formés de traces primaires. Augmenter la valeur minimale du paramètre d'impact ($0,7\ cm$) des traces sélectionnées comme secondaires relève du même esprit.

Une dernière remarque concernant les V0: les hypérons Σ^0 décroissent électromagnétiquement selon le mode $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma$ ce qui, en raison d'un temps de vie faible ($7,4.10^{-20}\ s$), rend en pratique les Λ primaires indiscernables des Λ issus des Σ^0.

b) les *Xi vertex* ou "Cascades"

Les baryons multi-étranges (cf.1.1) possèdent la particularité de décroître en cascade. En effet, deux désintégrations par interaction faible leur sont nécessaires pour aboutir à leurs produits finals soit trois particules chargées pour les modes de désintégration qui nous intéressent. La figure 3.6 schématise la décroissance du Ω^- dans le mode:

$$\begin{aligned} \Omega^- \quad \rightarrow \quad & \Lambda + K^- \\ & \hookrightarrow p + \pi^- \end{aligned} \tag{3.3}$$

Ici encore, accéder à cette particule dont le $c\tau$ est de $2,46\ cm$ ne peut se faire que par extrapolation. Comparativement au $V0$, une étape supplémentaire est requise pour reconstruire un Ω (ou un Ξ): l'association d'une trace au $V0$ *vertex* selon des critères équivalents à ceux que nous avons vu précédemment. Usuellement, on nomme cette particule chargée partant seule le *bachelor*[2] ($K^{\mp}$ s'il s'agit respectivement d'un Ω^- ou d'un $\bar{\Omega}^+$, et $\pi^{\mp}$ dans le cas d'un Ξ^- ou d'un $\bar{\Xi}^+$).

1. globalement, sachant que le nombre de traces est $\sim 10^3$, avec sensiblement autant de traces positives que de négatives, cela revient à la création d'nviron 10^6 $V0$

2. la traduction littérale serait "célibataire" par opposition aux particules provenant du Λ partant à deux.

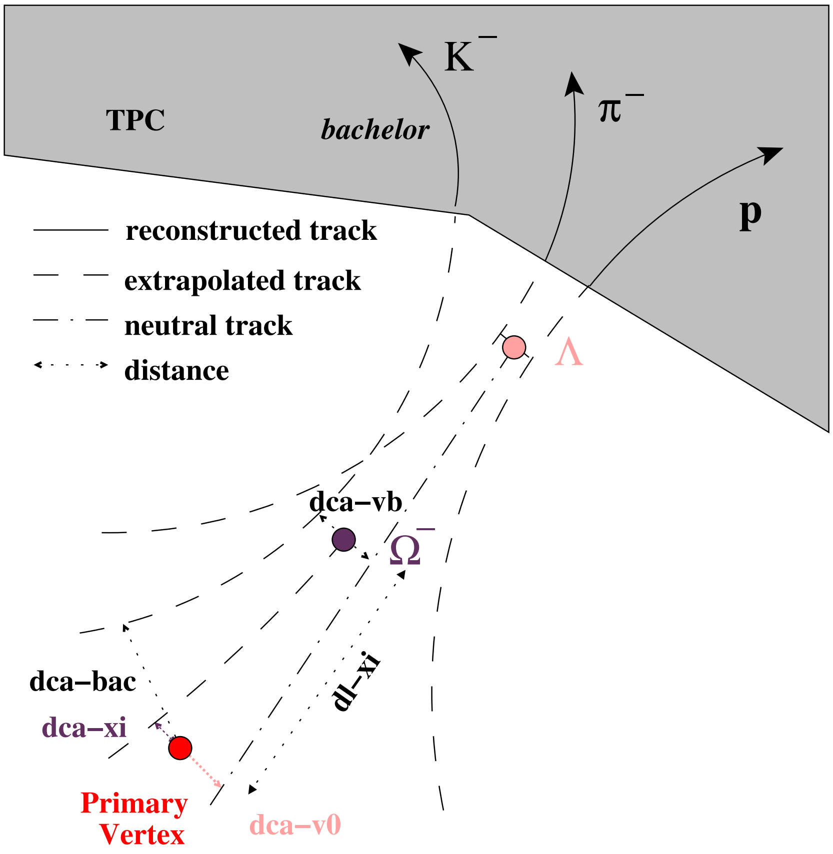


FIG. 3.6: *Reconstruction des vertex de type "Xi": cas du Ω.*

A priori, la méthode d'association est la même que pour la reconstruction des $V0$ sauf qu'au lieu d'associer une trace positive et une trace négative, on associe ici une trace et un $V0$ *vertex* Cependant, quelques précisions sont nécessaires. Les extrapolations du *bachelor* et du $V0$ ne doivent pas correspondre à celle de particules primaires. Pour le *bachelor*, cela se traduit simplement par le fait que sa trace doit être sélectionnée parmi celles dites *globales*. Le cas du $V0$ est sensiblement plus compliqué. En effet, pour ceux sélectionnés auparavant, il avait justement été demandé que leur *dca-v0* soit inférieur à 0.8 *cm* (tableau 3.2). Il s'est donc avéré indispensable de relâcher cette contrainte, tout du moins pour l'échantillon de $V0$ relatif à la reconstruction des cascades. De plus, pour éviter d'obtenir des Xi *vertex* provenant de mauvaises associations, d'autres conditions ont été appliquées:

- la masse reconstruite du $V0$ doit être proche de celle de l'un Λ (i.e. $1115.7 \pm 10\ MeV/c^2$);
- puisque le $V0$ *vertex* provient du Xi *vertex*, il doit évidemment décroître après (condition de causalité qui revient à comparer leur distance respective au vertex primaire);
- la longueur de décroissance du $V0$ *vertex* étant approximativement augmentée de celle du Xi *vertex*, la condition sur *dl-V0* est plus élevée que dans le cas du $V0$ *vertex* primaire;
- la dca (*dca-vb*) entre le $V0$ et le *bachelor* doit être faible en cohérence avec le fait qu'ils proviennent de la même décroissance;
- la dca du Xi *vertex* au vertex primaire (*dca-xi*) doit aussi être faible;
- une valeur minimale pour la longueur de décroissance (*dl-xi*) est exigée afin d'éviter de recontruire des Xi *vertex* fortuits liés à la proximité du vertex primaire et à la forte densité de traces dans cette région.

Le tableau 3.3 rassemble les valeurs des sélections appliquées au niveau de la reconstruction de manière à limiter le nombre total de candidats stockés:

TAB. 3.3: *Sélections appliquées lors de la reconstruction des Xi vertex.*

Sélection	valeur
hits par trace	> 10
dca-vb	$< 0,8\ cm$
dca-xi	$< 0,8\ cm$
dl-v0	$> 5,0\ cm$
dl-xi	$> 2,0\ cm$

3.4 Stockage des informations (DST)

A l'issue des différentes étapes de la reconstruction, toutes les informations sont conservées numériquement (classes C++) sous la forme de Data Summary Tape (DST). La structure de ces

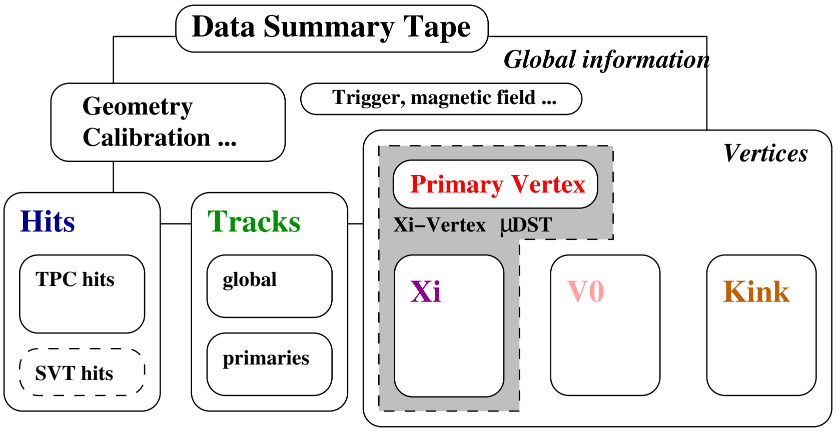


FIG. 3.7: *Schématisation de la structure des données.*

données (voir figure 3.7) constitue un compromis entre vitesse d'accès et occupation mémoire car des centaines de milliers d'événements doivent pouvoir être enregistrés puis analysés. Au final, trois types de vertex secondaires y sont stockés: les $V0$ *vertex*, les Xi *vertex* et les vertex de type "Kink" (ces derniers sont relatifs à la décroissance des kaons chargés).
A partir des DST, il est possible de constituer des sous-structures appelées μDST ne contenant par exemple qu'un seul type de vertex. Ces sous-structures (environ 200 fois plus petites) sont plus faciles à manipuler : les temps d'accès sont moins longs et ainsi les analyses n'en sont que plus rapides.
Néanmoins, ne serait-ce que pour avoir accès aux traces (ce qui n'est déjà plus possible pour les μDST), il est indispensable d'utiliser les DST. C'est notament le cas pour des recherches plus élaborées comme l'étude du mode de décroissance "$\Lambda\ p\ \pi$" du $H0$ que nous allons examiner ci-après.

3.5 Application à la recherche des $H0 \rightarrow \Lambda\ p\ \pi$

Un des modes hypothétiques de désintégration par interaction faible du $H0$ peut être décrit de la façon suivante:

$$\begin{aligned} H0 \quad &\rightarrow \quad \Lambda + p + \pi^- \\ &\qquad \hookrightarrow p + \pi^- \end{aligned} \tag{3.4}$$

Comme pour les "cascades" (en comparant les décroissances 3.3 et 3.4), il s'agit ici d'une succession de deux décroissances pouvant donner lieu à une identification par topologie. Quatre particules constituent les produits finals ce qui augmente encore un peu plus la complexité de l'algorithme.
Dans un premier temps nous verrons pourquoi et comment les particules Λ ont été *à nouveau* reconstruites. Ensuite, la méthode de recherche du $H0$, qui revient globalement à l'association de deux $V0$ *vertex*, sera détaillée.

3.5.1 Reconstruction du Λ

Deux principales raisons ont motivé une recherche des $V0$ *vertex* indépendante de celle réalisée pendant la création des DST.
Les Λ n'ont été retenus dans les DST que s'ils avaient une faible *dca* au vertex primaire. Etant donné qu'on ne dispose que d'estimations sur le temps de vie des $H0$ (cf 1.4), on ne pouvait se satisfaire uniquement de ces candidats[3].
De plus, aucune condition sur la masse invariante du premier $V0$ *vertex* ne peut être réalisé puisque, comme on va le voir, le premier vertex correspond en fait à une désintégration à trois corps. Il n'y a donc a priori aucune raison pour que les traces du proton et du pion conduisent à une particule de masse invariante proche de celle du Λ ($\simeq 1115.68\ MeV/c^2$) .
Tout d'abord, en rapport avec le nombre de traces dites *globales*, on a effectué une sélection correspondant à un paramètre d'impact élevé pour chacune des quatre traces. De plus, le nombre minimum de points d'impact dans la TPC par trace a été choisi égal à 32. Cette valeur peut paraître quelque peu disproportionnée pour déterminer le niveau de qualité de la trace. Elle s'avère cependant utile car, parallélement, les particules sont identifiées grâce à leur charge ainsi qu'aux informations relatives à la perte linéïque d'énergie (voir section 5.2.2). Il a ainsi été possible de créer pour chaque événement deux ensembles de traces secondaires: l'un constitué de supposés protons, l'autre de π^-. Cette dernière condition nous a permis de nous affranchir des sélections (voir figure 3.5) liées à la distance de décroissance (*dl-v0*) et sur la *dca* au vertex primaire (*dca-v0*). Ensuite, pour associer les traces deux à deux (un proton avec un un π^-), un calcul de *dca* en trois dimensions a été effectué à partir de la modélisation hélicoïdale décrite dans le paragraphe 3.2.2. Si cette *dca* est suffisamment faible, le candidat $V0$ *vertex* est retenu et ses caractéristiques (position, impulsion, paramètre d'impact au vertex primaire i.e. *dca-v0*) sont déterminées.
Ainsi, de l'ordre d'une dizaine de candidats sont conservés au sein d'un événement central et combiner deux à deux les $V0$ *vertex* devient donc abordable.

3.5.2 Reconstruction du $H0$

L'algorithme de reconstruction du $H0$ peut schématiquement (voir figure 3.8) se décomposer en trois phases:

a) la sélection du deuxième $V0$ *vertex*

Le deuxième $V0$ *vertex* correspond à un Λ. Il est donc possible de calculer sa masse invariante à partir de l'énergie des particules "filles" et de le sélectionner en fonction de cette masse. Une fenêtre de 7 MeV/c^2 autour de la masse répertoriée du Λ a ici été utilisée. Il s'agit maintenant d'évaluer s'il peut provenir d'un autre $V0$ *vertex*. Pour ce, on détermine de manière systématique la *dca* (*dca-v1v2*) du Λ à chacun des autres $V0$ *vertex* présents dans l'événement. Si une de ces *dca* est suffisamment petite, on peut alors considérer avoir trouvé un candidat $H0$.

3. En effet, dès lors que le $H0$ "vole" suffisamment, les paramètres d'impact des particules filles peuvent être relativement importants.

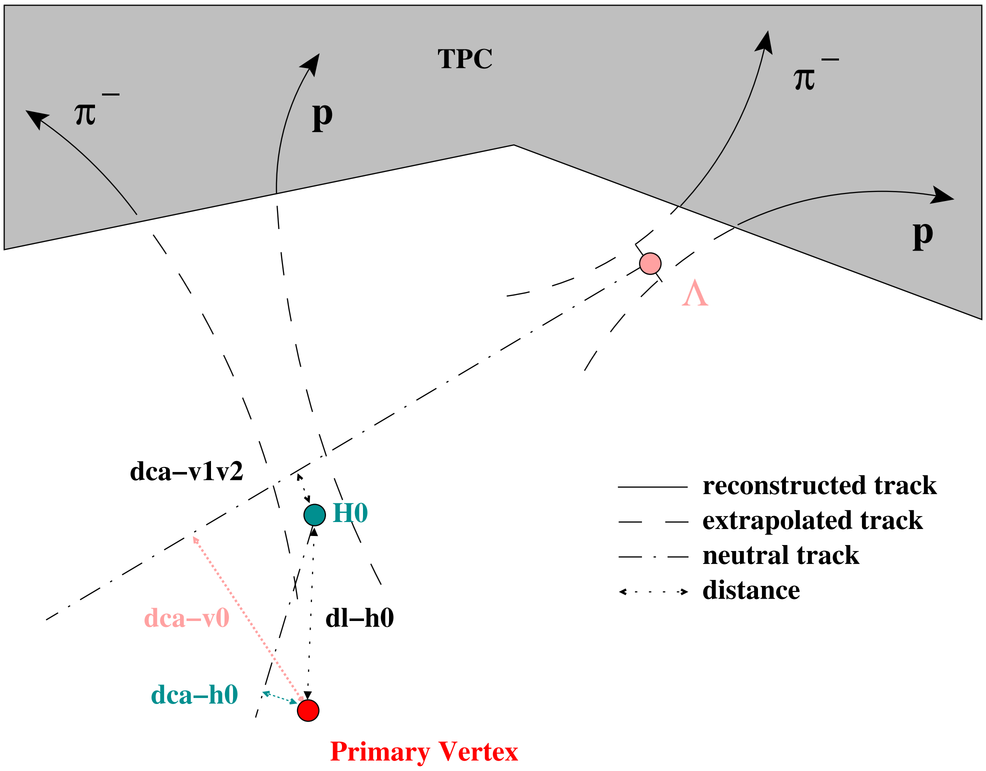


FIG. 3.8: *Reconstruction des vertex de type "H0".*

b) la vérification de la condition de causalité

En toute rigueur, demander que la *dca* du Λ soit faible ne suffit pas. Il faut aussi être sûr que le sens de la décroissance est le bon. Il est possible de vérifier que celà est bien le cas à partir, par exemple, du produit scalaire entre l'impulsion du Λ et la mesure algébrique $\overrightarrow{H0\Lambda}$ explicitée sur la figure 3.9. Ainsi, selon le signe de k, le candidat $H0$ peut être ou non conservé.

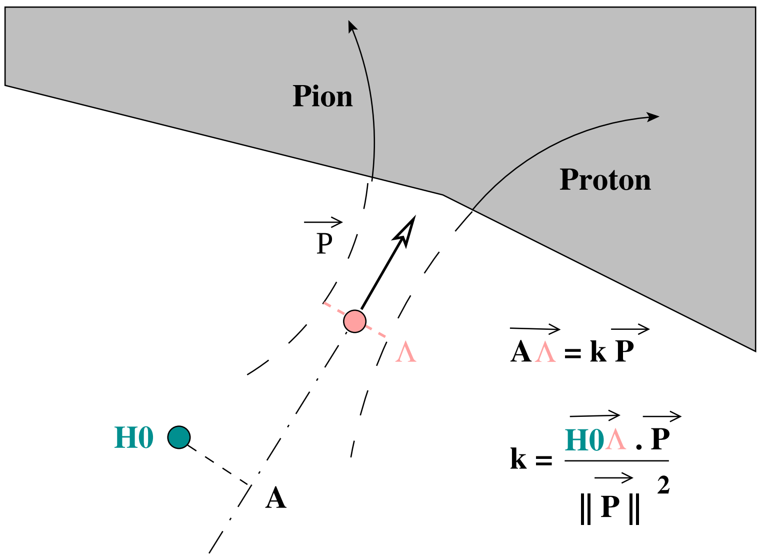


FIG. 3.9: *Condition de causalité pour le Λ issu d'un $H0$.*

c) le problème de permutation des traces

Il est important de rappeler ici que la détermination des vertex secondaires est réalisée en extrapolant les traces des produits de décroissance. En effet, les distances de vol des particules se désintégrant par interaction faible sont de l'ordre de quelques centimètres alors que le rayon interne de la TPC est de 50 cm. En raison de la résolution finie de la reconstruction des traces, une permutation peut avoir lieu et conduire, par conséquent, à une mauvaise reconstruction du vertex secondaire. La figure 3.10 illustre ce problème où deux associations sont envisageables.

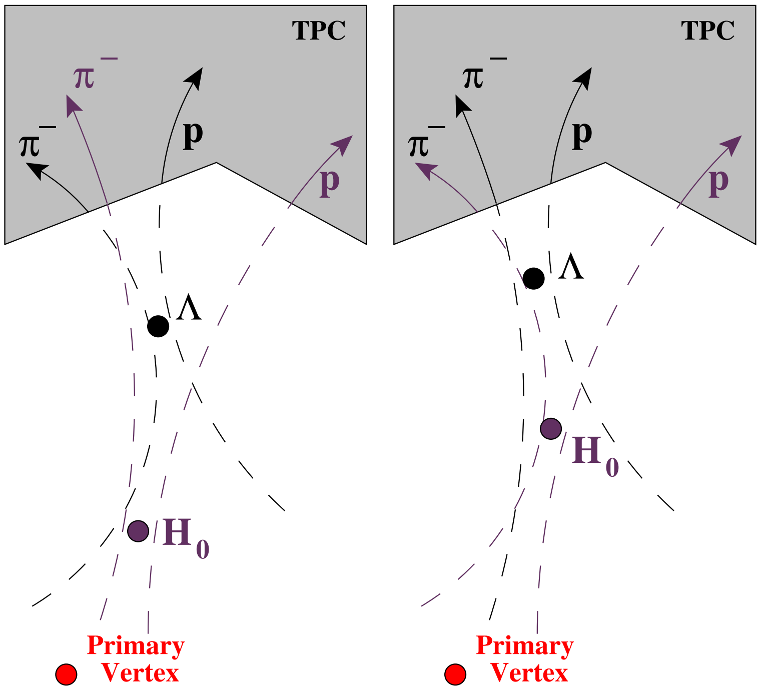


FIG. 3.10: *Illustration d'une mauvaise association dite de permutation entre les différents produits de décroissance.*

La schématisation de gauche est correcte: les produits de décroissance p et π^- (en pourpre) sont bien associé au $H0$ (en pourpre également) ainsi que ceux du Λ secondaires (en noir). En revanche, un exemple d'association erroné est présenté sur la partie droite de la figure 3.10: dans ce cas, une permutation est réalisée entre les produits de décroissance (en l'occurence, le π^- du Λ est associée au $H0$ et réciproquement). La seule possibilité pour limiter ce genre de problème est de sélectionner préférentiellement les topologies où la distance de vol du Λ est suffisamment élevée. Il n'est cependant pas possible d'éviter totalement cette éventualité.

d) le calcul et stockage des caractéristiques du $H0$

Comme cela a été fait pour le Λ, on détermine si le $H0$ semble effectivement provenir du vertex primaire (dca et causalité). Ensuite, les différentes caractéristiques du $H0$ sont calculées puis enregistrées dans une structure indépendante des DST présentées en 3.4. Les informations suivantes sont conservées:

- la position du $H0$;
- l'impulsion du $H0$;
- la masse invariante du $H0$;
- la masse invariante du Λ issu du $H0$;

– la *dca* du $H0$ au vertex primaire;

– la *dca* du Λ au $H0$;

Il est alors possible soit de visualiser les distributions associées, soit d'effectuer ultérieurement des sélections plus importante i.e. au moment de l'analyse.

3.5.3 Les autres modes de désintégration du $H0$

Des trois autres modes de désintégration du $H0$ (voir 1.4), seul le premier correspond à une décroissance par interaction faible et peut donner lieu à une identification "de facto". Les deux derniers, quant à eux, sont des modes d'interaction forte que l'on peut reconstruire en utilisant les méthodes systématiques de corrélation de particules.

a) le mode $H0 \to \Sigma^- \ p$

Ce mode, qui est par ailleurs favorisé énergétiquement donc qui correspond peut-être aux décroissances statistiquement les plus nombreuses, semble particulièrement difficile à reconstruire dans le cas d'un collisionneur:

$$\begin{aligned} H0 \quad \to \quad & \Sigma^- + p \\ & \hookrightarrow n + \pi^- \end{aligned} \tag{3.5}$$

Les deux principales raisons à celà sont que le $c\tau$ du Σ^- n'est que de $4,43\ cm$ et qu'une des particules filles est électriquement neutre. Ainsi, le trajet du Σ^- ne peut laisser que quelques points dans la TPC (moins de 5 probablement). En conséquence, dans la mesure où l'on ne peut identifier le neutron et où les traces du Σ^- et du π^- ne sont pas différenciées, il est probable que l'on reconstruise un $V0$ *vertex* (plus précisement une particule Λ, voir figure 3.11).
Il faut souligner cependant que l'étude de cette décroissance a été envisagée dans le passé à l'AGS [CAI99]. En effet, dans le cas d'une réaction sur cible fixe, la composante de l'impulsion liée au faisceau incident conduit à un temps de vol du Σ^- beaucoup plus long et donc laissant une trace plus à même d'être reconstruite.

b) les modes $H0 \to \Lambda\ \Lambda$ et $H0 \to \Xi^-\ p$

Dans le cas d'un mode fort, l'étrangeté est conservée. Deux voies possibles sont ici décrites où les particules filles correspondent soit à des particules chargées, soit à des vertex reconnaissables grâce leur topologie.

$$\begin{aligned} H0 \quad \to \quad & \Lambda \qquad\qquad\quad + \quad \Lambda \\ & \hookrightarrow p + \pi^- \qquad \hookrightarrow p + \pi^- \\[1em] H0 \quad \to \quad & \Xi^- + p \\ & \hookrightarrow \Lambda + \pi^- \\ & \qquad \hookrightarrow p + \pi^- \end{aligned} \tag{3.6}$$

Cependant la durée de vie du H-dibaryon (cf 1.4) doit être ici de l'ordre du temps caractéristique de l'interaction forte: $\sim 10^{-21}\ s$. Il n'est alors plus possible de distinguer son point de décroissance du vertex primaire de la collision. Les méthodes de recherche sont alors basées sur celles de l'étude de corrélation de particules et ont été utilisées avec succés dans STAR pour identifier d'autres résonances étranges comme les K^* ou les ϕ. Elle comprend deux étapes:

1. On regarde successivement toutes les paires de $\Lambda\Lambda$ ou toutes les paires $\Xi^-\ p$ présentes au sein d'un même événement puis on calcule la masse invariante de la particule censée

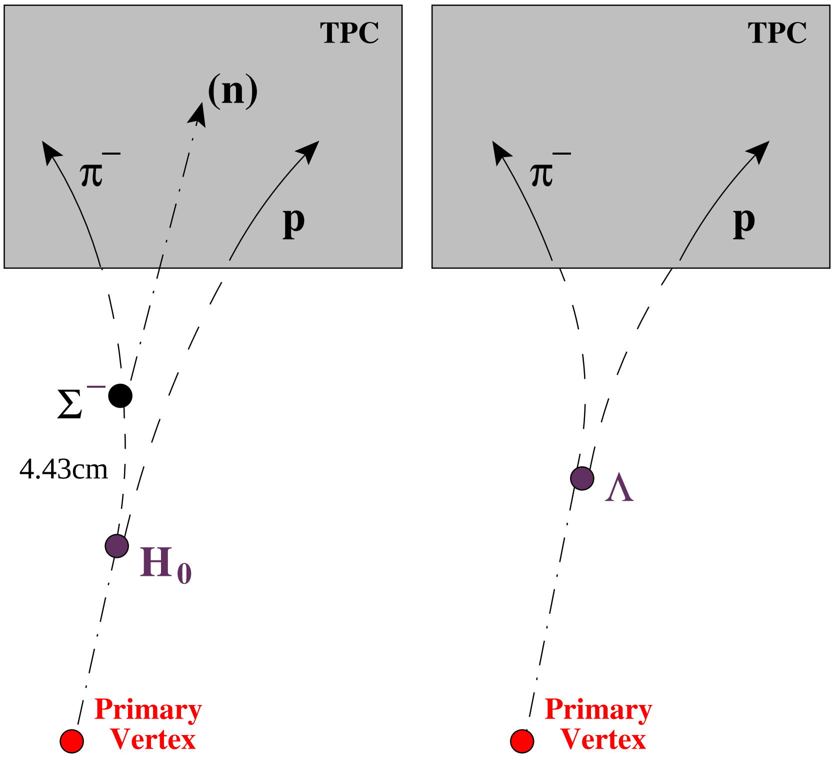


FIG. 3.11: *Reconstruction erronée d'un $H0 \rightarrow \Sigma^- \ p$ (figure de gauche) pouvant donner lieu à un Λ (figure de droite).*

lui avoir donné naissance. Le spectre en masse invariante obtenu comporte un bruit de fond considérable car la majeure partie des candidats $H0$ ainsi créés provient de paires non-corrélées.

2. On utilise une technique de soustraction de bruit de fond, et ce en générant un spectre de bruit à partir de particules provenant d'événements différents.

Compte tenu du faible taux de $V0$ *vertex* reconstruit (~ 0.7/événement), la principale difficulté rencontrée est d'ordre statistique.
De plus, il est à noter que seul les décroissances secondaires chargées ont été mentionnées. Ainsi, indépendamment des taux d'embranchement du $H0$, le mode $\Lambda\Lambda$ par exemple ne décroit en $(p + \pi^-) + (p + \pi^-)$ que pour $(63,9)^2$ % des cas, soit 41%.

Chapitre 4.

Simulation et Corrections

Il faut avoir de grosses illusions bien grasses:
on a moins de peine à les nourrir.
Journal, 6 septembre 1893. Jules Renard.

Dans le chapitre précédent, nous avons décrit les principaux algorithmes de reconstruction. Ils doivent nous permettre d'identifier les vertex secondaires résultant de la désintégration de particules étranges par interaction faible. Nous allons voir maintenant dans quelle mesure il est possible de tester ces algorithmes au moyen de simulation.
Cependant les possibilités qu'offre une simulation réaliste sont loin de se limiter à cet aspect. En effet, plusieurs volets distincts sont regroupés sous le terme générique de simulations:

1. la simulation des particules créées par la collision, ou plus précisément leur génération;
2. la simulation de la géométrie de détection de STAR;
3. la simulation de la réponse des détecteurs et de l'électronique associée.

A l'issue de ces différentes étapes, il est possible d'estimer l'acceptance géométrique de l'expérience pour la détection d'une particule donnée. Dans cette partie, il en sera ainsi des cas du Ω ainsi que du $H0$. Le prolongement naturel de ce type d'étude est de déterminer l'efficacité globale, c'est-à-dire l'efficacité des éléments de détection mais aussi des algorithmes de la reconstruction. On cherche alors à reproduire très fidèlement une collision réelle. Une des méthodes adoptées consiste à insérer des particules simulées au sein d'événements réels (on parlera alors d'*embedding*). Nous verrons alors dans quelle mesure il est possible d'obtenir les corrections nécessaires au calcul des taux de production des Ω. Parallèlement, la sensibilité de STAR concernant la mise en évidence du $H0 \rightarrow \Lambda\ p\ \pi^-$ sera estimée.

4.1 Les générateurs et la simulation dans la TPC

La génération Monte-Carlo (MC) de particules dans STAR peut se faire de diverses manières. Il est important d'adapter le type de générateur utilisé en fonction de l'étude envisagée. En effet, le temps de calcul nécessaire à ce genre d'étude est généralement assez conséquent. Certains des générateurs dont nous avons pu bénéficier dans notre analyse sont brièvement présentés dans le paragraphe suivant.

4.1.1 Génération de particules dans STAR

Dans le cas de tests d'algorithmes de reconstruction des $H0$ présentés dans la section 3.5, le mieux est de s'en tenir au plus simple. Pour la particule qu'on cherche à reconstruire, on détermine un impulsion selon une distribution thermique et limitée à un domaine de moment transverse et de rapidité sensiblement plus grand que celui du détecteur. Puisqu'on s'intéresse à des particules se désintégrant par interaction faible, leur temps de vie est calculé en fonction de leur demi-vie (voir figure 4.1). Les traces qui correspondent aux produits de décroissance sont celles qui sont retenues par les différents algorithmes. On compare alors les caractéristiques reconstruites (points d'impact, localisation du vertex secondaire, impulsion transverse, rapidité...) à celles générées. Cette méthode se prête aussi particulièrement bien à l'évaluation de nouveaux détecteurs [PIN00]. La figure 4.2 en est une illustration et on peut ainsi vérifier la probabilité qu'ont les particules simulées de traverser chaque partie du système de trajectographie. Selon la géométrie des détecteurs mais aussi les caractéristiques cinématiques (distribution en masse transverse, demi-vie...), on peut déterminer les limites en acceptance.
Citons deux exemples des plus basiques, correspondant à des études relatives à la multiplicité de l'événement:

- l'évaluation du nombre de collisions nécessaire pour estimer un taux de production différentiel (en fonction de l'impulsion transverse ou de la rapidité...);
- le calcul de taux d'occupation d'un détecteur [HIP00] selon ses caractéristiques.

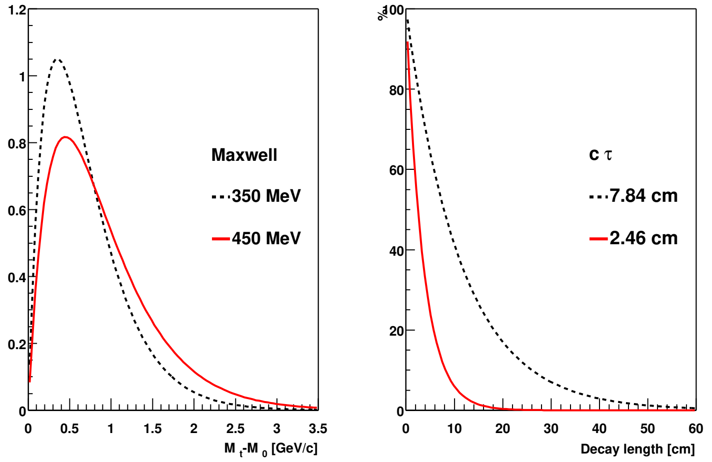
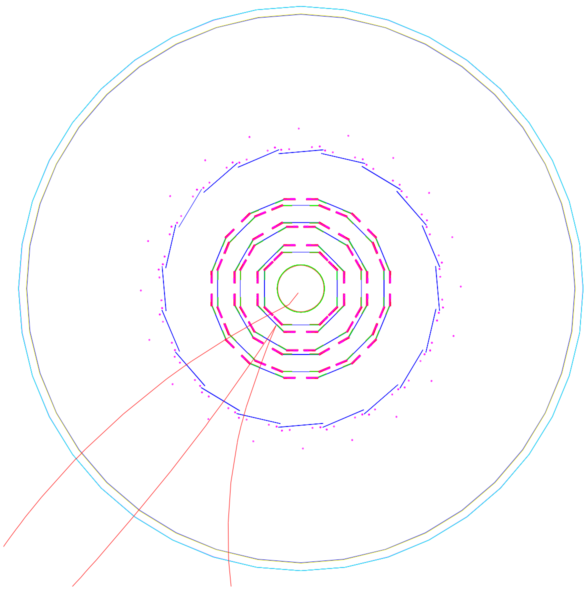


FIG. 4.1: *Distributions maxwelliennes de la différence entre la masse transverse et la masse de particule ($M_t - M_0$ à gauche, pour $T = 350$ MeV et $T = 450$ MeV), et distance de vol en fonction du temps de vie (à droite, $c\tau_\Omega = 2.46$ cm et $c\tau_\Lambda = 7.84$ cm).*

FIG. 4.2: *Simulation de la désintégration d'un $\Xi^- \rightarrow \Lambda\ \pi^-$ en vue de la détermination de l'efficacité du trajectographe interne de STAR (projection transverse extraite de [SUI01]).*



Un des générateurs couramment utilisé dans l'infrastructure de STAR est HIJING [WAN91]. En ce qui nous concerne (cf tableau 4.1), il a permis d'estimer les taux de reconstruction et les nombres de collisions centrales nécessaires à l'étude d'hypérons dans STAR.

Dans le cas de particules rares comme les Ω ou de particules hypothétiques comme les $H0$, il est souvent commode d'avoir des événements enrichis de ces particules. Si l'on s'en tient à HIJING, les taux de production sont trop faibles pour mener à bien certaines études systématiques qui nécessitent néanmoins un environnement réaliste. MEVSIM [RAY00] constitue une intéressante alternative puisqu'il y est possible de choisir (ou d'ajouter dans le cas des $H0$) les taux de production des particules MC créées. C'est ce générateur qui a été utilisé pour déterminer s'il était envisageable de percevoir un signal de $H0$ dans STAR en dépit du bruit lié à la présence de

Particule	HIJING (4π)	> 9 impacts (TPC)	Reconstruit (TPC)	$Ncoll.$	dN/dy, dN/dp_t
K^0_S	250	30	2.0	500	5.10^3
Λ ($\bar{\Lambda}$)	80 (50)	5 (5)	$0,3$ $(0,3)$	15.10^3	150.10^3
Ξ^-	5	$0,3$	0.005	200.10^3	10^6
Ω^-	$0,05$	$0,003$		$7,5.10^6$	15.10^6

TAB. 4.1: *Estimations pour un événement des taux de production et de reconstruction utilisant des événements* HIJING *Au+Au à* 100 *GeV/A extraites de [JON00].*

nombreuses autres particules. Pour cela, une composition type par événement a été arbitrairement choisie pour refléter une collision réelle [1]. Pour simuler une collision centrale, les multiplicités ainsi que les températures pour chaque particule sont précisées dans le tableau 4.2.

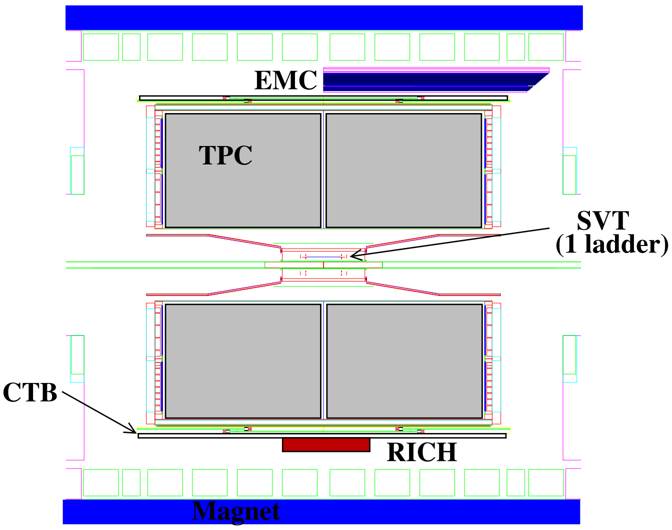
TAB. 4.2: *Exemple de multiplicité en particules chargées utilisée dans MEVSIM pour simuler un événement central (région de rapidité centrale: $\Delta y = 1,5$).*

Particule	$N/ev.$	Température (MeV)
$\pi^\pm$	$300 + 300$	180
$K^\pm$	$100 + 100$	270
$p, \bar{p}$	$50 + 50$	300
$\Lambda, \bar{\Lambda}$	$20 + 15$	330

4.1.2 Simulation de la géométrie de STAR

Les particules produites dans une collision réelle traversent non seulement le volume de détection de la TPC mais aussi le tube de faisceau, des éléments de structure, de refroidissement et d'électronique. Bien que chaque sous-partie ait fait l'objet d'un compromis en terme de fonctionnalité et de longueur de radiation (notamment les enveloppes interne 0.62 X_0 et externe 1.26 X_0), il est important de reproduire de façon réaliste les phénomènes de diffusion multiple et de perte d'énergie. La simulation doit prendre en compte ces phénomènes et pour ce faire, il faut disposer d'un modèle précis de la géométrie du détecteur. La figure 4.3 représente les différents

FIG. 4.3: *Simulation avec GSTAR de la géométrie pour la première année de fonctionnement.*



1. Au moment où les simulations ont été réalisées, toutes les analyses relatives à la détermination des taux de production des particules dans STAR n'étaient pas terminées. Les valeurs choisies a priori sont cependant suffisamment proches pour qu'on puisse qualifier cette composition de réaliste.

éléments présents durant l'année 2000, tels qu'ils sont implémentés dans GSTAR. Ce programme est une version du code de transport GEANT adaptée à l'expérience STAR. Les trajectoires des particules MC générées sont calculées par ce code de transport en fonction de l'impulsion et de la valeur du champ magnétique. L'ionisation du gaz de la TPC par les particules chargées et les modes de décroissances sont aussi réalisés par GSTAR. Ceci se fait bien sûr en fonction du type, de l'impulsion et de la charge de la particule (cf section 5.2.2) mais aussi des caractéristiques propres de la TPC, c'est-à-dire essentiellement le potentiel d'ionisation du gaz et la pression.

4.1.3 Simulation de la réponse de la TPC

Une fois que les particules sont complètement propagées dans le volume de la TPC, il s'agit alors de simuler la dérive des électrons résultant de l'ionisation dans la TPC et la réponse de son électronique. Le logiciel responsable de cette phase dans STAR se nomme TRS (Tpc Response Simulator [LAS99]). En reprenant pas à pas la description de la TPC de la section 2.3.2, il est possible de distinguer les 4 étapes suivantes:

a) Ionisation et transport de charge

Les électrons d'ionisation simulés par GSTAR le long de la trajectoire de la trace simulée sont virtuellement transportés jusqu'aux plans de lecture (voir figure 2.6). Plusieurs niveaux de discrétisation sont disponibles allant du transport électron par électron jusqu'au transport de segments d'une dizaine d'électrons. On prend en compte les diffusions longitudinale et transversale dont les amplitudes ont été mesurées lors de test. Le phénomène d'absorption ($\sim$ 2.5 %) est simulé par une simple paramétrisation de la probabilité qu'ont les électrons de s'attacher aux traces d'oxygène (50 ppm).

b) Collecte des charges et amplification

L'amplification des électrons arrivant sur la grille anode est modélisée par un processus de Yule-Furry décrit dans [BLU94]. On obtient un facteur d'amplification d'environ 10^3, variable selon le potentiel de l'anode impliquée.

c) Induction des charges sur les pads

La charge induite sur une cellule de lecture ou "pad" par le mouvement des ions positifs crées lors de l'avalanche est calculée avec le théorème de Ramau (méthode des charges miroir). L'intégration de la distribution de charges induites prend en compte les dimensions finies des pads et la distance à l'avalanche considérée comme ponctuelle sur l'anode (voir figure 4.4). Les queues de distributions sont importantes car elles déterminent l'efficacité de collection des charges contribuant à la résolution en $\frac{dE}{dx}$ (cf section 5.2.2).

d) Échantillonage en temps et mise en forme du signal

Il s'agit dans un premier temps de reproduire le comportement de la chaîne d'électronique analogique. Nous avons vu au paragraphe 2.3.2 que la forme du signal est dominée par les caractéristiques de l'électronique de lecture (cf équation 2.1 page 39). Il est donc plus cohérent de modéliser la réponse de la TPC à partir de l'électronique qu'en fonction du déplacement de l'ion positif induit. La mise en forme du signal dans le cas d'une série d'une différenciation et de deux intégrations s'écrit:

$$g(t,\tau) \quad = \quad \Theta(t)\left(\frac{t}{\tau}\right)^2 e^{\frac{-t}{\tau}} \tag{4.1}$$

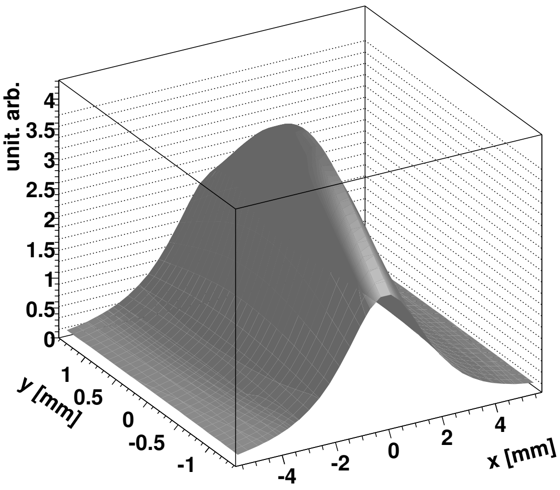


FIG. 4.4: *Simulation de l'induction de charge sur un "pad" interne avec la paramétrisation de* TRS *(la base correspond aux dimensions (x,y) du pad et l'induction est celle d'une charge ponctuelle supposée être à la distance de la grille anode en regard du centre du "pad").*

où τ est la constante de temps pour l'électronique de la TPC et $\Theta(t)$ la fonction de Heaviside. Pour simuler la diffusion longitudinale, on convolue $g(t,\tau)$ avec une gaussienne. Ce signal analogique est alors distribué en intervalles de temps discrets pour simuler le comportement du SCA (voir 2.3.2). Ceci consiste en l'intégration de la charge sur l'intervalle de temps déterminé par la fréquence du SCA. C'est à ce niveau que sont additionnés les bruits simulés de la TPC et de l'électronique. Enfin, par une simple conversion de la différence de potentiel en coup ADC, on obtient un signal digital.

Les valeurs correspondantes aux traces MC sont alors traitées par la chaîne de reconstruction comme si elles provenaient véritablement d'une collision à ceci près que les corrections relatives aux distorsions ne sont pas effectuées. Les informations MC sont enregistrées dans les DST (cf 3.4) pour chaque événement au même titre que les celles correspondants aux données reconstruites. Nous allons voir maintenant comment fonctionne l'association entre données simulées et reconstruites ainsi que la manière d'en extraire des renseignements sur les résolutions effectives.

4.1.4 Critères d'association entre données simulées et reconstruites

L'association entre données simulées et reconstruites est réalisée en premier lieu en fonction de critères de proximité. Ainsi, un point d'impact simulé (MC) dans la TPC est associé à un point reconstruit (RC) si leur distance est inférieure à une valeur seuil qui est un compromis entre la résolution spatiale (voir figure 4.5) et la densité de points dans la TPC.

La deuxième étape consiste en la recherche des traces en correspondance. Ici, la condition qui prévaut est le nombre de points associés. La trace reconstruite est reconnue comme provenant d'une trace MC dans la mesure où elles possèdent un minimum de points associés deux à deux. Cette méthode d'association est étendue aux vertex secondaires (voir 3.3.2) et on vérifie que:

- les traces RC positive et négative du *V0 vertex* RC sont associées à des traces MC provenant d'un même *V0 vertex* MC;
- le *bachelor* et le *V0 vertex* RC du *Xi vertex* RC sont associés aux *bachelor* et *V0 vertex* MC provenant d'un même *Xi vertex* MC.

Les critères utilisés sont résumés dans la table 4.3.

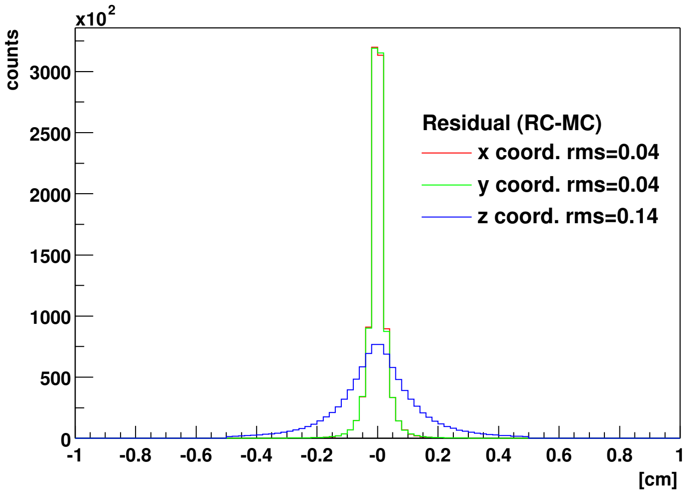


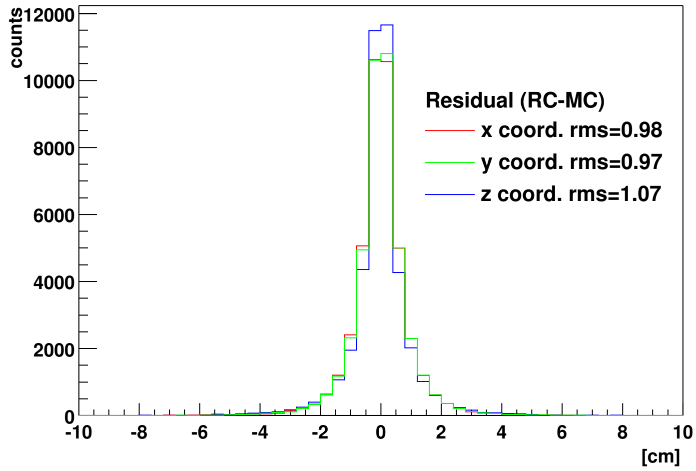
FIG. 4.5: *Résolution spatiale de la reconstruction des hits dans la TPC pour les traces des produits de décroissance des Ω.*

Critères d'association	Valeur
Distance en x entre hits MC et RC	0.5 cm
Distance en y entre hits MC et RC	0.5 cm
Distance en z entre hits MC et RC	0.5 cm
Nombre de points communs (trace MC, trace RC)	3

TAB. 4.3: *Critères d'association permettant d'établir la correspondance entre données simulées (MC) et données reconstruites (RC).*

Ceci constitue la base de notre étude sur les vertex secondaires. En effet, nous avons précédemment mis l'accent sur le fait que les vertex secondaires sont déterminés par extrapolation. La connaissance des résolutions sur leur position est de première importance (voir figure 4.6) car elle donne des limites sur les sélections à effectuer sur les données réelles.

FIG. 4.6: *Résolution spatiale de la reconstruction des Xi vertex dans la TPC.*



En outre, la comparaison des caractéristiques des traces/vertex simulés et des traces/vertex reconstruits peut donner accès à de nombreuses informations sur la qualité de la reconstruction. Ce sont elles qui nous permettent d'établir les corrections liées à l'acceptance et à l'efficacité.

4.2 Acceptance et efficacité de la reconstruction

Le nombre de particules mesurées expérimentalement n'est malheureusement pas le nombre total de particules produites dans la collision. Les dimensions finies du détecteur, sa couverture angulaire ainsi que sa résolution font qu'une fraction seulement des particules parvient à être reconstruite. La mesure brute doit être corrigée en vue d'obtenir tout de même les taux de production réels des particules étudiées.
On distingue communément deux groupes distincts de facteurs correctifs: le premier se rèfere à l'acceptance géométrique du détecteur, le second à l'efficacité de reconstruction.

4.2.1 Acceptance des Ω et des $H0 \rightarrow \Lambda\ p\ \pi^-$

Les corrections d'acceptance permettent de prendre en compte les dimensions finies des volumes de détection. Comprenons par là que certaines particules dont l'impulsion transverse est trop faible, ou celles qui se désintégrent suivant un mode autre que celui, chargé, qui nous est donné de reconstruire ou encore des candidats qui ne satisfont pas certains critères géométriques [2] utilisés lors de l'étape de reconstruction (voir, par exemple, le tableau 3.3).
Les figures 4.7 et 4.8 correspondent aux acceptances des Ω et des $H0$ en fonction de la rapidité et de l'impulsion transverse. On a requis les conditions indiquées dans le tableau 4.4.

Critères d'acceptance	Valeur
dca au vertex primaire pour un méson	$> 2.0\ cm$
dca au vertex primaire pour un baryon	$> 0.4\ cm$
Nombre de points par trace dans la TPC	> 5

TAB. 4.4: *Critères d'acceptance requis pour les traces des particules chargées dans la TPC.*

On voit clairement que le domaine en rapidité se restreint à une région centrale sensiblement plus réduite que l'intervalle vu dans la section 2.3.2. Ceci est lié au fait que dans le cas des particules multi-étranges, il suffit qu'une des traces chargées ne soit pas dans l'acceptance pour que le candidat ne puisse être reconstruit. D'autre part, la dépendance en impulsion transverse est prononcée: les particules en dessous de $\sim 1\ GeV/c$ sont faiblement détectées. En effet, en raison du champ magnétique appliqué, les particules issues de la désintégration du Ω n'atteignent le volume de la TPC que si elles possèdent une impulsion transverse minimale. Ceci détermine une limite sur le seuil de détection de la particule mère par voie de conséquence.

4.2.2 Efficacité de reconstruction

L'efficacité de reconstruction concerne essentiellement les limites relatives à une résolution finie du détecteur et aux modélisations liées à la reconstruction. Certaines particules, qui par ailleurs répondent aux exigences en terme d'acceptance peuvent ne pas être reconstruites correctement pour diverses raisons. Citons notamment l'efficacité des algorithmes de reconnaissance de traces ainsi que les extrapolations de traces secondaires susceptibles d'être erronées. Il est clair que, pour ce qui est de la reconnaissance de traces, la multiplicité de l'événement est un paramètre important. Une forte densité de traces induit une plus grande probabilité de confondre les points de l'une avec ceux d'une autre.

2. Cette liste n'est pas exhaustive: d'une manière générale, la connaissance des caractéristiques cinématiques de la particule doivent suffire pour dire si celle-ci entre dans l'acceptance du détecteur.

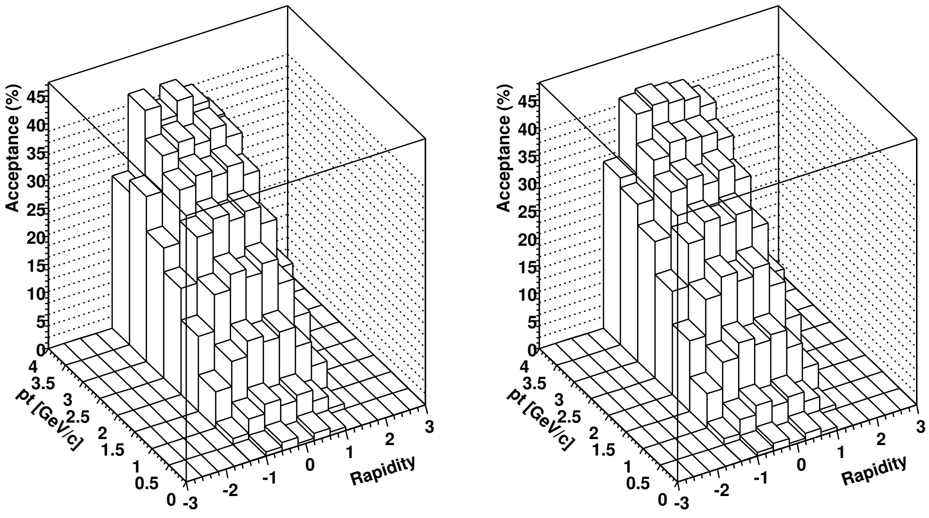


FIG. 4.7: *Acceptance des Ω^- (à gauche) et des $\bar{\Omega}^+$ (à droite) dans la TPC de STAR en fonction de la rapidité et de l'impulsion transverse.*

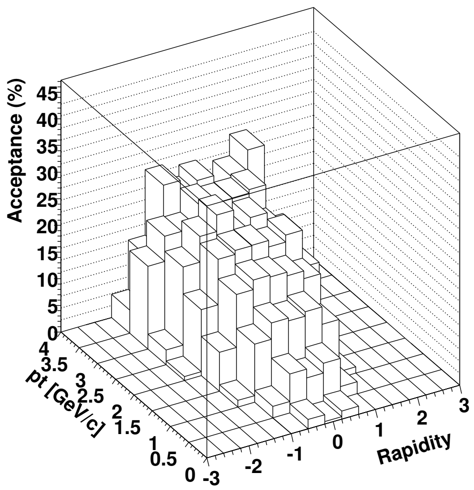


FIG. 4.8: *Acceptance des $H0 \rightarrow \Lambda\ p\ \pi^-$ dans la TPC de STAR en fonction de la rapidité et de l'impulsion transverse.*

La simulation de collisions ne contenant que des Ω ou des $H0$ (tels que ceux utilisés pour la détermination de l'acceptance) n'est pas suffisante pour rendre compte de l'environnement. D'autres types d'événements simulés vont être utilisés et détaillés dans les paragraphes suivants.

4.3 “Embedding” et corrections liées aux Ω

La technique de l'embedding consiste à insérer au sein d'un événement réel des particules simulées qui représentent alors le signal recherché. L'embedding possède le double avantage de reproduire un environnement particulièrement réaliste et de présenter une population de traces dont on connait les caractéristiques.
Dans cette section, nous allons en premier lieu présenter les points spécifiques des étapes de

l'embedding. Puis, il s'agira de déterminer l'ensemble des facteurs correctifs (acceptance, efficacité de détection, taux d'embranchement relatif aux modes chargés, etc...) permettant de corriger les taux de production des Ω.

4.3.1 Les étapes de l'embedding

On parle généralement de chaîne d'embedding puisqu'il s'agit en fait d'un processus rassemblant l'insertion des particules à proprement parler et toutes les étapes vues précédemment, à savoir:

- la génération de particules simulées;
- la propagation des particules dans STAR;
- l'insertion des particules simulées dans un événement réel;
- la reconstruction de l'événement résultant;
- l'association entre les données simulées et les données réelles.

La génération des particules MC est réalisée comme cela a été vu dans la section 4.1.1: un programme nommé GENTX génère un certain nombre de particules, ici des Ω dans l'acceptance géométrique du détecteur. En effet, afin d'utiliser au mieux le temps de calcul, les particules qui ne sont pas dans l'acceptance et qui ne peuvent donc être détectées, ne sont tout simplement pas propagées. On s'en tient donc à un domaine d'impulsion tranverse et de rapidité restreint ainsi qu'au mode de décroissance chargé i.e. $\Omega^- \rightarrow \Lambda\ K^-$. En effet, les taux de production peuvent être corrigés des rapports d'embranchement "ad hoc".

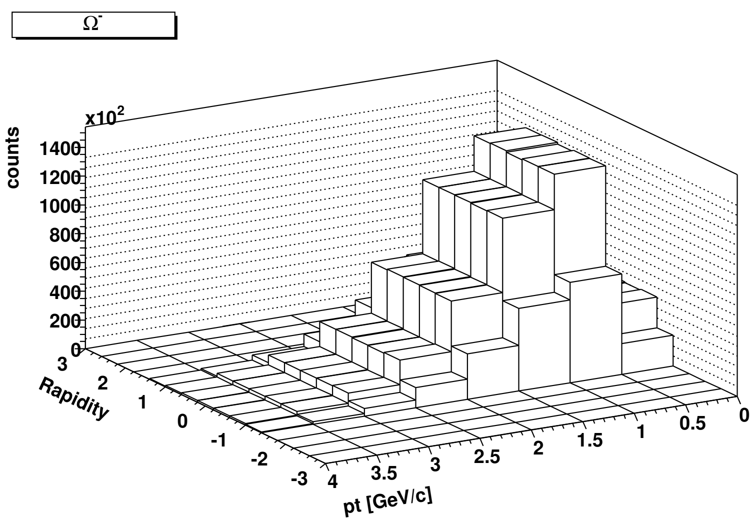


FIG. 4.9: *Distribution (rapidité, pt) des Ω^- générés avec GENTX.*

La distribution en impulsion est définie à partir d'une température supposée proche de celle attendue pour les données réelles: bien que les corrections soient discrétisées impulsion transverse/rapidité (y,p_t voir figure 4.9), ceci permet d'avoir dans chaque intervalle un nombre d'entrées sensiblement équivalent à celui de la véritable distribution. Ainsi l'erreur statistique correspondant à la correction pour un intervalle (y,p_t) donné est représentative de celle introduite par les données réelles dans le même intervalle.

Afin d'insérer les particules MC, il est dans un premier temps nécessaire de recontruire l'événement dans lequel vont être rajoutées ces particules. En effet, on détermine ainsi la multiplicité de l'événement ainsi que les coordonnées du vertex primaire. Le nombre de particules simulées dans chaque collision est choisi de sorte que la somme des traces rajoutées ne modifie pas de manière excessive les caractéristiques globales de l'événement. Une limite correspondant à 8 % de la multiplicité globale en terme de particule est ainsi fixée. Compte tenu de l'efficacité de reconstruction des traces secondaires et de la nécessité qu'elles soient toutes trois dans l'acceptance, ceci ne représente en fait qu'une augmentation de ~ 10 % de la multiplicité en terme de traces reconstruites au final. Le nombre de traces ajoutées est sensiblement plus important pour les anti-omegas en raison des annihilations des anti-particules (principalement anti-protons) dans le détecteur. La figure 4.10 montre la distribution du nombre de traces reconstruites par événement,

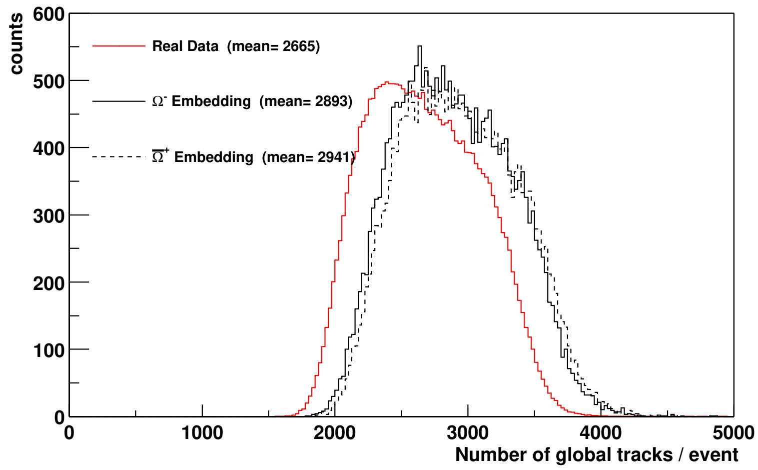


FIG. 4.10: *Distribution du nombre de traces globales par événement. Les distributions correspondants aux événements réels sont représentés en rouge tandis que celles des événements d'"embeding" sont respectivement en trait plein* (Ω^-) *et pointillé* ($\overline{\Omega}^+$).

c'est-à-dire à la somme des particules simulées et réelles.
Les particules sont générées à partir du vertex primaire reconstruit. De cette manière, la totalité des traces (simulées et reconstruites) sembleront provenir du même point. Il est toutefois à noter que les corrections $\vec{E} \wedge \vec{B}$ définies en 3.1.2 ne sont pas appliquées ici. Ceci n'a effectivement pas lieu d'être pour les particules simulées et de plus, dans la mesure où les particules réelles sont ici considérées comme bruit de fond, il n'est pas nécessaire de les corriger. Hormis les corrections $\vec{E} \wedge \vec{B}$, l'événement est reconstruit comme cela a été décrit dans le chapitre précédent, c'est-à-dire exactement comme un événement réel. On obtient ainsi des DST contenant les informations relatives aux particules simulées associées aux particules reconstruites conformément au processus détaillé en 4.1.4.
Dès lors, il est possible d'étudier les efficacités de reconstruction pour ces événements enrichis. Ceci permet de déterminer l'utilité des sélections effectuées à ce niveau (voir tableaux 3.2 et 3.3).

4.3.2 Efficacité et Corrections

On définit alors l'efficacité comme la fraction des particules détectées comparée aux particules simulées. Dans le cas des particules générées dans un événement enrichi par la technique de l'embedding, ceci peut s'exprimer par le rapport suivant:

$$Eff(y, p_t) = \frac{Rec(y, p_t)}{Gen(y, p_t)}. \tag{4.2}$$

La distribution en rapidité et impulsion transverse des particules générées est celle présentée précédemment figure 4.9. A l'issue de l'étape de reconstruction et d'association, on peut réaliser le rapport pour chaque intervalle discret (voir figure 4.11).

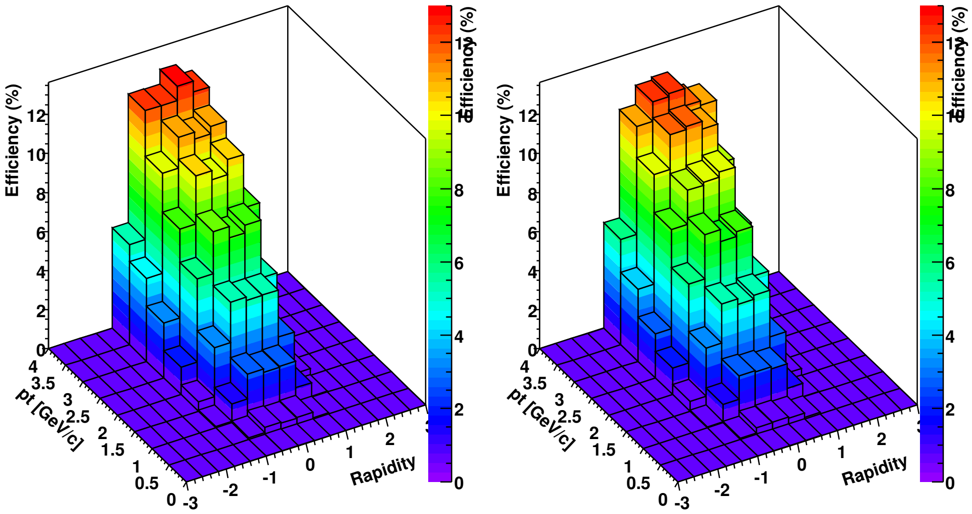


FIG. 4.11: *Efficacité de reconstruction des Ω^- (à gauche) et des $\bar{\Omega}^+$ (à droite) dans la TPC de STAR.*

L'efficacité est maximale dans la zone de rapidité centrale ainsi que des impulsions transverses élevées: autour de 12%. Il s'agit ici donc du taux maximum de particules qu'il est possible de reconstruire et ne prend pas en compte les sélections au niveau de l'analyse pour optimiser le signal sur bruit. Dans la totalité de l'intervalle considéré, ceci correspond à une efficacité intégrée de 1,70% pour les Ω^- et 1,66% pour les $\bar{\Omega}^+$. Cette légère différence entre les deux particules est essentiellement localisée à faible impulsion transverse (où l'absorption joue un rôle important). Au niveau de la reconstruction, le nombre de candidats est largement dominé par le bruit résultant de reconstructions fortuites. Le signal reste ici difficile à percevoir en dépit du fait qu'il s'agit d'événements considérablement enrichis. Pour améliorer le rapport signal sur bruit, il est nécessaire d'appliquer un nombre conséquent de sélections au niveau de l'analyse (voir 5.2). L'utilité de ces sélections en terme de signal sur bruit est montré sur la figure 4.12 et conduit à un signal sur bruit proche de l'unité.

Dans leur ensemble, bien qu'indispensables pour identifier sans ambiguïté le signal, elles limitent considérablement l'efficacité. Les efficacités pour les Ω^- et les $\bar{\Omega}^+$ en fonction de la masse transverse (voir annexe A.) et intégrées en rapidité sont présentées dans la figure 4.13. C'est à partir de ces efficacités qui correspondent à l'ensemble des sélections effectuées (rassemblées dans le tableau 5.5) qu'il est possible de corriger le signal provenant des événements réels. Il faut cependant considérer un intervalle où l'efficacité est sensiblement constante selon cette variable et le critère $|y| < 0.75$ répond à ces exigences. Si ces efficacités varient peu en fonction de la rapidité, elles sont très nettement dépendantes de la masse transverse. Elles sont de plus inférieures d'environ un facteur 10 à celles de la reconstruction. Le fait de discrétiser en quatre intervalles de

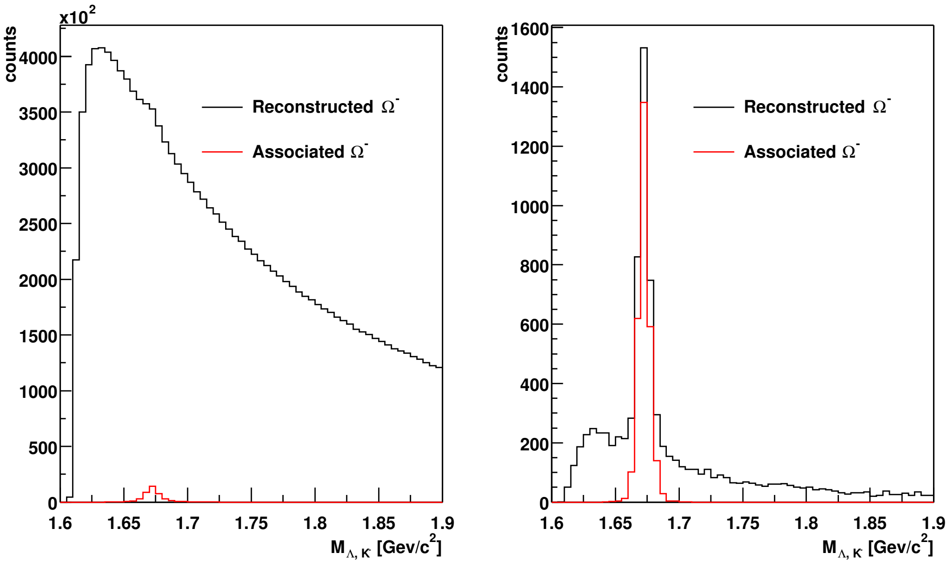


FIG. 4.12: *Distribution en masse invariante dans le cas d'événements enrichis (les sélections sont à gauche celles du niveau de la reconstruction et à droite celles du niveau de l'analyse).*

masse tranverse est dicté par la statistique relative aux événements réels. Il est à noter que l'on observe une différence systématique de 4% entre les deux particules pour la totalité des corrections appliquées. Ceci semble sensiblement plus élevé que la valeur correspondant au niveau de la reconstruction $(2,5\%)$.

4.4 La simulation des différents modes du $H0$

La mise en évidence du dibaryon H0 grâce à l'un de ses modes de décroissance possibles dans STAR est un défi au moins aussi intéressant que la reconstruction des particules Ω. Cependant, les difficultés rencontrées sont sensiblement plus importantes. Tout d'abord, il s'agit de reconstruire chaque candidat à partir de *quatre* traces chargées extrapolées dans la TPC au lieu de trois dans le cas d'un *Xi vertex* ce qui limite d'autant l'acceptance totale. Les algorithmes de reconstruction mis en œuvre sont, comme nous l'avons vu dans la section 3.3.2, ceux permettant l'identification des désintégrations relatives aux vertex $V0$, Xi et $H0$ (cf. tableau 3.1, et équations 3.3 et 3.4). Si les algorithmes correspondants aux $V0$ *vertex* et Xi *vertex* ont fait l'objet de nombreuses études exhaustives [MAR92, MAR98], le cas du $H0 \rightarrow \Lambda\ p\ \pi^-$ propre à notre analyse a dû être évalué au moyen de plusieurs simulations.

Dans un premier temps, des événements contenant uniquement des $H0$ décroissants suivant ce mode ont été générés puis reconstruits. Il nous a ainsi été possible de vérifier la validité des algorithmes et d'identifier un problème de permutation. On s'est alors rendu compte que les particules primaires Λ présentes dans les événements réels constituaient peut-être une source majeure de bruit de fond. Dés lors, un deuxième type d'événement, contenant cette fois-ci des $H0$ ainsi que des Λ, a été généré. Diverses méthodes basées sur l'utilisation des différents paramètres d'impact ont été envisagées pour limiter cette contribution au bruit. Une fois cette source de bruit isolée, des événements comprenant un mélange de hadrons relativement proche de celui d'une collision dans STAR ont été produits (voir tableau 4.2) Nous verrons qu'à partir de ces derniers, il a été possible d'estimer la sensibilité de STAR à la découverte des $H0$ dans le canal $\Lambda\ p\ \pi^-$.

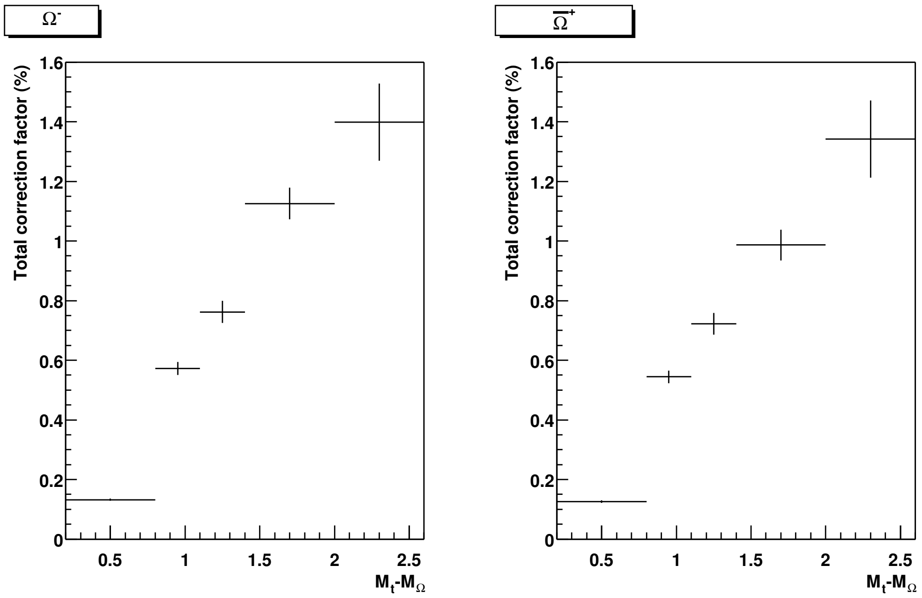


FIG. 4.13: *Facteur total de correction des Ω^- (à gauche) et des $\bar{\Omega}^+$ (à droite) en fonction de la masse transverse.*

4.4.1 Les types d'événements simulés

En l'absence de certitudes quant aux caractéristiques du $H0$ (cf section 1.4.2), un certain nombre d'hypothèses est nécessaire. Puisque dans le cas présent on s'intéresse au mode $H0 \rightarrow \Lambda\ p\ \pi^-$, il faut choisir une masse et un temps de vie cohérents. Les valeurs retenues sont consécutives aux considérations suivantes:

1. une masse de 2.21 GeV qui est consistante avec un mode de décroissance par interaction faible[3] puisqu'en dessous de la masse de deux particules Λ (correspondant donc à un système légèrement plus lié);

2. un temps de vie qui est celui d'une particule Λ soit $2,63 \times 10^{-10}\ s$. Nous nous plaçons ainsi volontairement dans le cas favorable où la majorité des traces vont pouvoir être reconstruites. Néanmoins, il ne s'agit pas d'une configuration optimale puisque, comme nous allons le voir, la contribution au bruit des Λ primaires est en conséquence majorée.

La figure 4.14 représente la distribution en masse invariante relative à la simulation de 10^4 événements ne comprenant chacun qu'un seul $H0$. Ceci permet d'évaluer l'algorithme décrit en dans la section 3.5. L'efficacité après reconstruction est relativement bonne puisqu'elle avoisine les 10% en l'absence de tout autre particule. Il est intéressant de noter qu'une structure centrée sur la masse de deux Λ apparaît en plus du signal.

La condition de causalité (voir figure 3.9) étant respectée, une étude plus approfondie montre qu'il s'agit en fait d'une mauvaise association liée à la permutation des traces qui forment les paires de particules positives et négatives. La schématisation de la figure 3.10 explique plus en détail ce problème envisagé lors de la reconstruction (voir section 3.5.2) et relatif à l'extrapolation des traces ainsi qu'à la résolution finie du détecteur.

Ceci nous a amené à considérer l'importance possible du bruit relatif à la présence de Λ primaires. Pour cela, 10^3 événements ont été générés à raison de 10 $H0$ et 100 Λ par événement.

3. Il est à noter que cela représente moins de 20 MeV au dessus du seuil, soit très peu d'énergie disponible dans le centre de masse du H0.

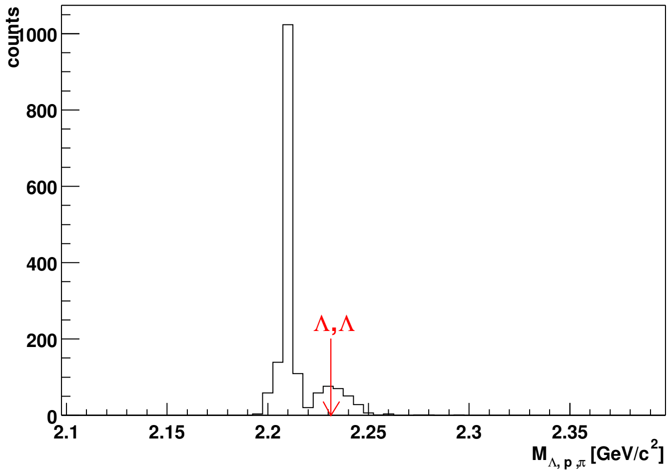


FIG. 4.14: *Distribution en masse invariante dans le cas d'événements contenant des $H0$ uniquement.*

Pour obtenir la distribution en masse invariante de la figure 4.15 où le pic $\Lambda - \Lambda$ est fortement diminué, d'autres sélections ont été effectuées et résumées dans le tableau 4.5. Cependant et bien que le signal soit encore nettement visible, l'efficacité globale chute assez lourdement d'un facteur 20, passant de 10% à 0.5%.

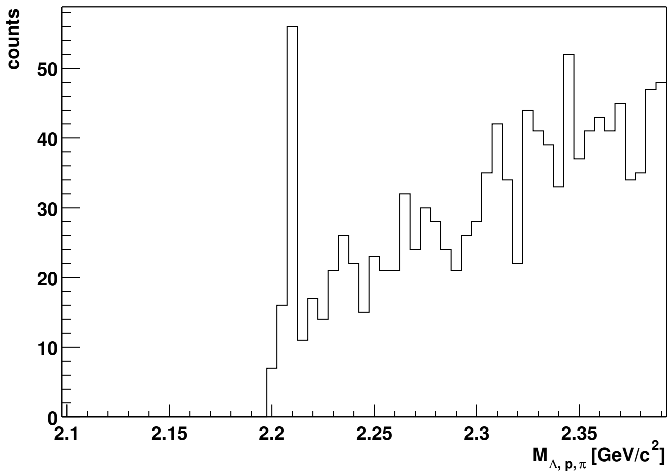


FIG. 4.15: *Distribution en masse invariante dans le cas d'événements contenant des $H0$ et Λ.*

TAB. 4.5: *Sélections appliquées lors de la reconstruction des $H0$ vertex.*

Sélection	valeur
hits par trace	> 30
dca-dgt	$< 0,5\ cm$
dca-v1v2	$< 0,8\ cm$
dca-v0	$> 0,6\ cm$
dca-h0	$< 0,8\ cm$

Enfin, de façon à simuler des événements comportant un environnement suffisamment réaliste, le générateur MEVSIM a été utilisé pour les multiplicités ainsi que les paramètres de pente inverse décrits dans le tableau 4.2. Chaque événement comprenait de plus 10 $H0$ simulés à la température de 350 MeV et un total de 10^4 événements ont été générés. La figure 4.16 correspond à cette configuration et on arrive à discerner un signal en utilisant les mêmes sélections que pour le cas précédent i.e celles du tableau 4.5. La mise au point des sélections est une étape délicate qui permet d'optimiser la valeur du signal sur bruit sera détaillé ultérieurement. Cependant, il est important de noter que grâce à ses sélections, l'efficacité est sensiblement la même dans le cas d'événements "$H0 + \Lambda$" et MEVSIM bien que le bruit soit plus important et réaliste dans le second cas. D'autre part, cette étude et notamment l'efficacité qui en résulte sont clairement dépendantes de l'impulsion transverse de la particule simulée. L'étude de la dépendance en masse du flow tranverse a montré une possible saturation [XUK01] pour les baryons étranges en comparaison avec les autres hadrons. C'est cette hypothèse qui a conduit au choix du paramètre de pente inverse de 350 MeV. En conclusion, une valeur effective plus élevée conduirait à une meilleure efficacité.

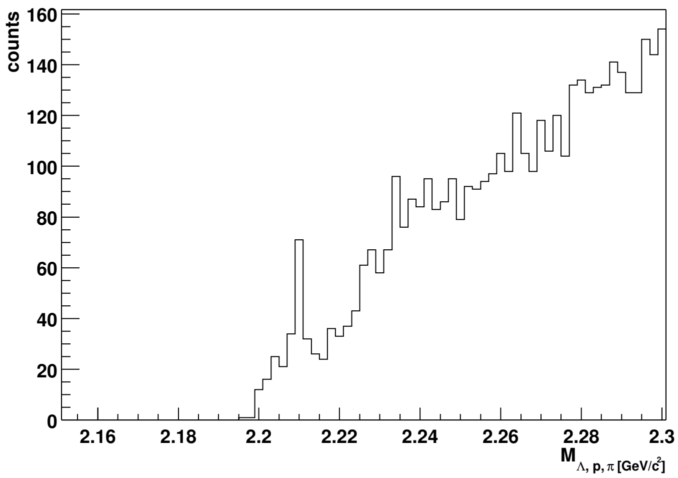


FIG. 4.16: *Distribution en masse invariante dans le cas d'événements MEVSIM.*

A partir des événements de type MEVSIM, nous nous proposons d'estimer la sensibilité de STAR relative à ce mode dans la section suivante.

4.4.2 La sensibilité de STAR au $H0$

Si l'on considére les événements MEVSIM comme représentatif du bruit de fond attendu dans le cas de collisions réelles, les résultats précédents peuvent donner une idée de la sensibilié globale. Il est possible de discerner un signal d'environ 100 $H0$ (et un bruit intégré équivalent) sur la figure 4.16 soit une efficacité globale ϵ de 1×10^{-3}. Il est important de souligner que ceci est sensiblement égal à l'efficacité globale de reconstruction de la particule Ω (voir également figure 4.13).

Si l'on note σ l'erreur sur le niveau de bruit attendu pour un total de n événements et que l'on cherche un signal S dépassant le seuil significatif de $x\ \sigma$, on peut définir la sensibilité par:

$$\text{Sensibilité} = \frac{x\ \sigma}{n \times \epsilon} \tag{4.3}$$

Il s'agit du nombre minimum de $H0$ par événement nous permettant d'identifier un signal s'écartant de façon significative du bruit moyen. Le tableau 4.6 contient les sensibilités à 3σ et 5σ relatives au nombre de collisions centrales dans le cas de la première et la seconde année de fonctionnement de STAR:

Année	Collisions centrales	Sensibilité 3σ	Sensibilité 5σ
I	$0,6\ M$	$3,9 \times 10^{-1}$	$6,4 \times 10^{-1}$
II	$3,5\ M$	$1,6 \times 10^{-1}$	$2,7 \times 10^{-1}$

TAB. 4.6: *Sensibilités estimées pour le mode* $H0 \rightarrow \Lambda\ p\ \pi^-$.

Chapitre 5.

Analyse et Résultats

Pour les hommes, que se produise tout ce qu'ils souhaitent n'est pas mieux.
Fragments (PUF, p184).
Héraclite.

Les différentes études menées dans ce travail sont orientées vers la recherche de particules rares. L'identification des Ω dans les collisions d'ions lourds est rendue difficile en raison, d'une part, des faibles taux de production comparés à ceux des autres particules et, d'autre part, de l'importante multiplicité rendant un éventuel signal délicat à extraire. En principe, et comme nous l'avons vu dans les chapitres précédents, les difficultés expérimentales relatives à la mise en évidence de $H0$ devraient être du même ordre.
Nous allons voir ici que la mise au point minutieuse de critères de sélection permet non seulement d'extraire un signal de Ω, mais aussi d'avoir accès à des informations plus complétes comme la comparaison des taux de production entre cette particule et son anti-particule ou sa distribution en masse transverse. Nous verrons ensuite que réaliser le même type d'analyse pour rechercher d'éventuel $H0$ ne pose pas de problème majeur, hormis celui récurrent aux données accessibles: une statistique limitée. Pour finir, une autre technique déjà présentée à la fin du troisième chapitre sera mise en application. Elle permet, contrairement aux méthodes d'identification par topologie, d'étudier les modes de décroissance par interaction forte du $H0$.

5.1 La sélection des événements

L'importance de la sélection des événements dans l'échantillon étudié a déja été soulignée dans la section 2.4. Deux types de déclenchement ont conduit à deux ensembles d'événements différents dits "minimum bias" et "centraux". Il est cependant nécessaire d'effectuer "hors ligne" des sélections supplémentaires. D'une part, pour des raisons d'acceptance et compte tenu des caractéristiques du faisceau lors de la première série d'acquisition de données (à laquelle nous nous restreignons ici), il est indispensable de se limiter à un domaine de position longitudinale du vertex primaire proche du centre du système expérimental. D'autres part, une détermination fine du degré de centralité de la collision ne peut se faire qu'à partir d'une étude globale des événements.

5.1.1 Position du vertex primaire de la collision et acceptance

Expérimentalement, le vertex primaire de la collision peut être reconstruit dans la mesure où la TPC contient suffisamment de traces (voir 3.3.1) ce qui signifie qu'il est envisageable d'étudier un événement dont le vertex primaire serait en dehors de la TPC (soit $|z_{prim.vertex}| > 2\ m$).
Il est néanmoins clair que ce type de collision induirait une faible résolution en position du vertex primaire tout comme dans le cas où l'événement ne comporterait seulement que quelques traces reconstruites. En effet, dans la mesure où les traces sont extrapolées dans la direction de l'axe du faisceau, un vertex primaire qui ne serait pas situé dans la TPC correspondrait un événement où l'ensemble des traces proviennent des régions de grande rapidité (positives ou négatives): la résolution en position du vertex primaire serait amoindrie De plus, le déclenchement utilisant le signal issu du CTB supposé être représentatif de la multiplicité dans la région de rapidité centrale serait alors biaisé. Pour ces diverses raisons et puisqu'on s'intéresse préférentiellement à la région de rapidité centrale, des limites sur la position du vertex primaire doivent être fixées.
Durant la première série de prise de données, la zone de recouvrement des faisceaux était relativement large du moins dans la direction longitudinale et a conduit à la distribution de la figure 5.1. L'écart-type est d'environ 100 cm en z et de 700 μm et 600 μm respectivement en x et y. Dans notre étude, un intervalle limite pour la position du vertex primaire a été choisi comme étant: $|z_{prim.vertex}| < 100\ cm$. Il s'agit d'un compromis entre la nécessité de disposer d'un nombre suffisant d'événements pour étudier des particules rares et celle de rester dans des limites où l'acceptance reste sensiblement constante dans la zone de rapidité centrale.
Cette sélection a été appliquée sur l'échantillon d'événements centraux, mais aussi dans le cas de ceux dits "minimum bias".

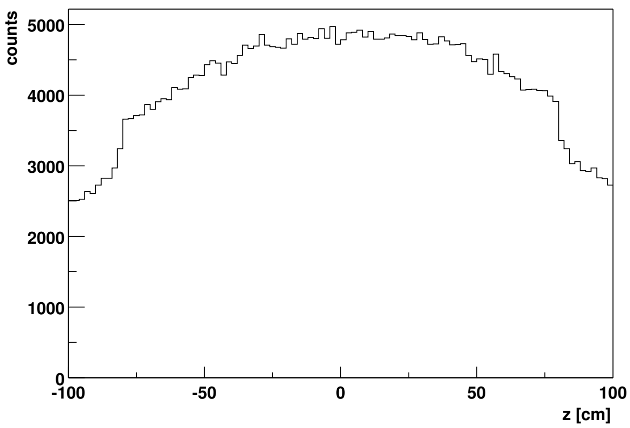


Fig. 5.1: *Distribution de la position du point d'interaction suivant l'axe du faisceau dans le cas de l'échantillon des événements centraux et pour la première année de fonctionnement de RHIC.*

5.1.2 Détermination de degré de centralité des événements

La détermination du degré de centralité de la collision est une étape cruciale. Si le paramètre d'impact d'une collision peut être introduit lors de simulation ou dans un calcul théorique, on ne peut expérimentalement le déduire qu'en se basant sur des observables accessibles et sur un modèle. Une des méthodes fréquemment utilisée se réfère à la forte corrélation entre la multiplicité et le paramètre d'impact. Dans cette optique, plusieurs études ont été menées afin d'interpréter la forme de la figure 2.8 (cf section 2.4.2) et établir ainsi une correspondance entre la multiplicité en traces chargées et le degré de centralité. Pour normaliser la distribution relative au nombre de traces, on est, dans ce cas, obligé de prendre en compte la section efficace hadronique de la réaction $Au + Au$. La valeur calculée [BAL98] est relativement proche de la valeur mesurée par la technique de van der Meer [DXU01] (respectivement 10.7 ± 0.5 *barn* et $8.9 \pm 0.3_{stat.} \pm 0.7_{syst.}$). Il est alors possible de caractériser le niveau de centralité en fonction

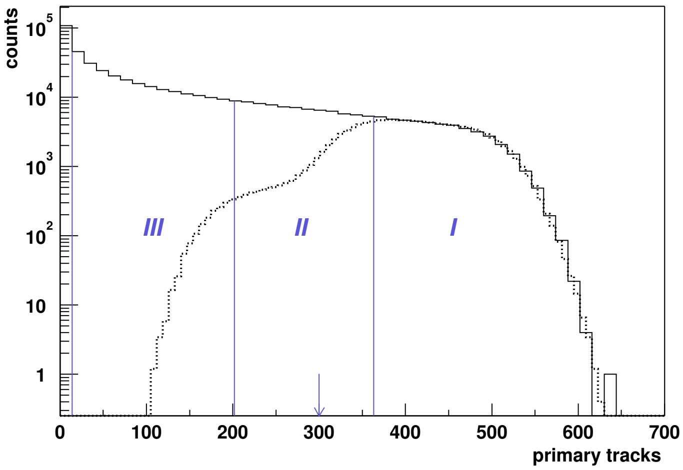


Fig. 5.2: *Distribution du nombre de traces primaires par collision dans le cas du déclenchement "minimum bias" en trait plein et "central" en pointillé.*

du nombre total de traces dans la collision en assimilant la surface totale de la distribution de traces avec la section efficace hadronique [ADL01a]. En pratique, on peut indifféremment utiliser le nombre de particules primaires, le nombre de particules négatives ou le nombre total de traces globales au sein de l'événement dès lors que les différentes correspondances sont connues. La figure 5.2 montre la distribution du nombre de traces primaires par événement. Les événements "minimum bias" sont représentés en trait plein ainsi que les coupures utilisées correspondant respectivement à trois intervalles en centralité: 10 % pour la zone *I*, $10 - 25$ % pour la zone *II* et $25 - 75$ % pour la zone *III*. Le nombre de traces primaires des événements dit "centraux" sont aussi présentés sur la cette figure en trait pointillé. Dans notre analyse, nous nous sommes globalement restreints aux 14 % des collisions les plus centrales c'est à dire celles ayant plus de 300 traces primaires (limite schématisée par une flèche). Pour les autres sélections utilisées, le tableau suivant résume le nombre d'événements disponibles:

Centralité	Sélection (nbre minimum de traces primaires)	nombre d'événements sélectionnés
11%	> 344	~ 473000
14%	> 300	~ 416000

TAB. 5.1: *Nombre d'événements sélectionnés pour deux classes en centralité en fonction d'un nombre minimum de traces primaires.*

5.2 La sélection des particules

De manière à identifier les particules créées dans chaque collision, de nombreux critères de sélection sont appliqués et certains directement au niveau de la reconstruction. Ces derniers, destinés à constituer les DST sont, pour l'essentiel, résumés dans les tableaux 3.2 et 3.3. En réalité, il s'agit là de coupures larges diminuant la taille des données stockées en limitant le bruit de fond correspondant à des associations fortuites. Elles permettent ainsi indifféremment d'étudier des particules Λ ou K_s^0 dans le cas des $V0$ *vertex* ainsi que des Ξ et des Ω dans le cas de Xi *vertex*. Pour reconstuire l'éventuel mode $\Lambda\, p\, \pi^-$ du H_0, nous avons vu qu'il est nécessaire d'avoir recours à une sélection différente des $V0$ *vertex* qui ne contraint pas le candidat Λ à provenir du vertex primaire (cf. section 3.5.1). De même, nous allons voir que pour identifier préférentiellement les particules Ω parmi les Xi *vertex*, il est ici utile non seulement de rendre plus sévères les coupures précédentes et de mettre en place de nouvelles sélections basées sur:

- la perte linéïque d'énergie des produits de décroissance dans la TPC;
- les caractéristiques géométriques des traces reconstruites;
- les caractéristiques cinématiques des candidats Ω.

Chacune de ces sélections a fait l'objet d'une étude approfondie permettant d'une part d'optimiser le rapport signal sur bruit et d'autre part de vérifier qu'aucune n'introduit un biais cinématique appréciable.

5.2.1 Les variables caractéristiques

Les variables caractéristiques sur lesquelles sont effectuées les sélections ont pour la plupart déjà été décrites dans la section 3.3.2. La principale difficulté provient de la contamination des traces primaires dans celles secondaires qui doivent servir à contruire les vertex. En conséquence, les variables caractéristiques les plus importantes sont la distance de vol des Ω reconstruits ainsi que les distances de plus courte approche (*dca*) au vertex primaire des produits finals de décroissance (se référer aussi aux figures 3.5 et 3.6 pour les notations). Au niveau de l'analyse (comparativement à celui de la reconstruction), les valeurs seuils de ces caractéristiques ont été conservées pour les *dca-pos*, *dca-neg* des produits de décroissance des Λ. En revanche, la valeur seuil sur la distance de vol du Ω est augmentée, et la distance de plus courte approche au vertex primaire est diminuée (respectivement *dl-xi* et *dca-xi*). Ainsi, ces selections permettent de limiter les nombreuses associations fortuites proches du vertex primaire ou ne provenant pas de ce dernier. Le tableau 5.2 rassemble ces différentes informations où on peut notamment y

Sélection	valeur seuil reconstruction	valeur seuil analyse
hits par trace	> 10	> 31
dca-pos,dca-neg	$> 0,7\ cm$	$> 0,7\ cm$
dca-dgt	$< 0,8\ cm$	$< 0,5\ cm$
dca-vb	$< 0,8\ cm$	$< 0,5\ cm$
dca-xi	$< 0,8\ cm$	$< 0,6\ cm$
dl-xi	$> 2,0\ cm$	$> 3,2\ cm$

TAB. 5.2: *Sélections cinématiques appliquées lors de l'analyse pour identifier les Ω et comparaison avec celles de la reconstruction.*

voir que le nombre minimum requis de points pour constituer les traces des particules filles est élevé. Les distributions correspondant aux nombres de points par trace pour les particules filles des Ω sont présentées dans la figure 5.3. Cette sélection importante sur le nombre de points,

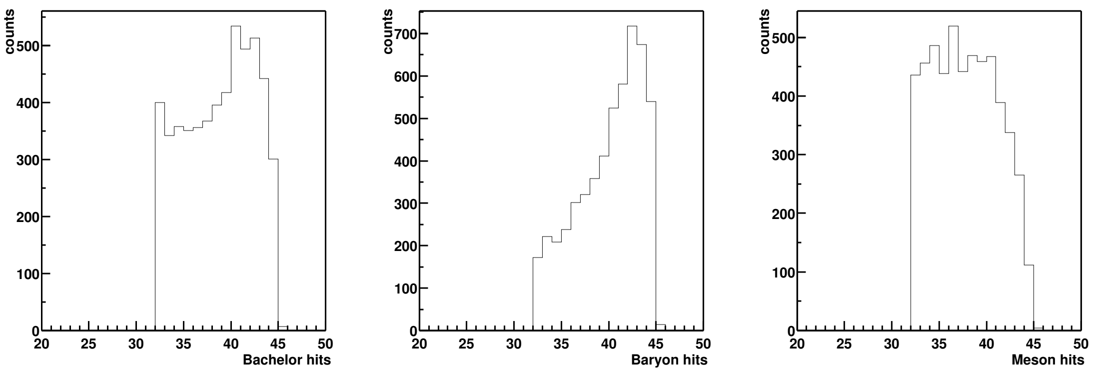


FIG. 5.3: *Nombre de points dans la TPC pour les traces des produits de décroissances des Ω. Les différentes formes s'expliquent par les masses des particules: les particules les plus lourdes (notés Baryons, c'est-à-dire les p et les $\overline{p}$ issus des Λ et des $\overline{\Lambda}$) laissent en moyenne plus de points dans la TPC.*

comparé au nombre maximum qui est de 45 *points*, traduit le fait que pour utiliser une méthode d'identification par perte linéïque d'énergie dans la TPC, il est plus fiable de se baser sur des traces comportant un important nombre de points. C'est l'application de cette méthode que nous allons détailler dans la section suivante.

5.2.2 Identification par perte linéïque d'énergie

a) Principe d'identification

Les particules traversant la TPC perdent de l'énergie par interaction électromagnétique avec le gaz présent. Il a été vu que ces ionisations successives permettent de reconstruire les trajectoires des particules. Il est aussi possible d'utiliser quantitativement la perte d'énergie le long de la trace pour identifier la particule en question. On parle alors d'identification par perte linéïque d'énergie ou plus couramment d'identification par dE/dx.
La charge collectée pour chaque ionisation est proportionnelle à la perte d'énergie. Jusqu'à 45 points par trace peuvent être reconstruits et les charges collectées associées aux points suivent

une distribution de Landau. De manière à limiter les fluctuations de la valeur moyenne calculée à partir de ces charges, on tronque à 70 % l'échantillon des charges utilisées. L'intervalle d'impulsion des particules détectées dans la TPC de STAR est globalement $[100\ MeV - 5\ GeV]$, c'est à dire celui où la perte linéïque d'énergie peut être décrite par une paramétrisation de Bethe-Bloch. A chaque point de la figure 5.4 correspond une valeur moyenne tronquée à 70% en fonction de l'impulsion reconstruite. Les différentes courbes en trait fin sont celles des paramétrisations de Bethe-Bloch pour six hypothèses de particules chargées.

Les produits de décroissances dans les modes chargés du Ω ou du $H0$ sont ainsi identifiés en

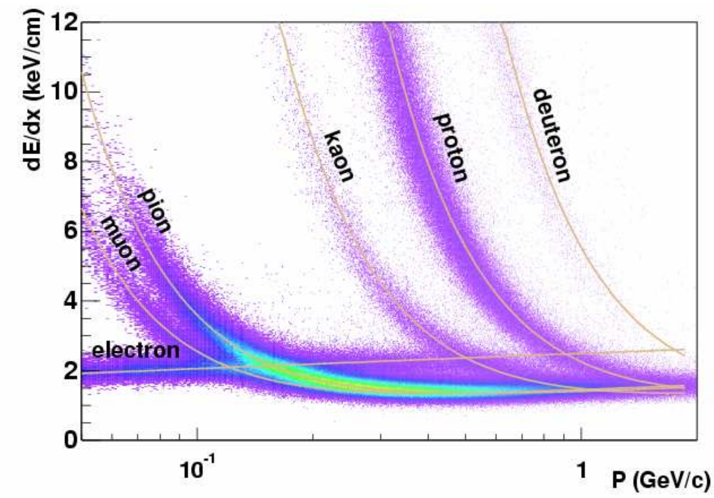


FIG. 5.4: *Identification de particule par perte linéïque d'énergie dans la TPC.*

comparant la valeur moyenne de la perte d'énergie à la paramétrisation servant de référence. Il est certain que selon l'impulsion de la particule, l'identification est plus ou moins facile. Dans le cas des kaons par exemple, une impulsion supérieure à 700 MeV ne permet pas de les distinguer efficacement des protons ou des pions. Néanmoins, pour des raisons de statistiques, l'identification n'a pas été réalisée par exclusion mais en conservant tous les candidats situés à plus ou moins $n\sigma$ de la courbe de référence. La valeur de σ représente ici la résolution et nous allons voir qu'elle dépend, entre autres quantités, de la pseudorapidité et de la longueur de la trace.

b) Résolution en dE/dx

La résolution en dE/dx de la trace dépend de la dérive des charges dans la TPC. Une trace de pseudorapidité faible est quasiment perpendiculaire à l'axe du faisceau. Les éventuelles diffusions de charges générées par ionisation conduisent donc à une moins bonne résolution que pour une trace de grande pseudorapidité dont une partie des points sont relativement proches des extrémités de la TPC. Cependant ceci est partiellement compensé par la longueur de la trace: on comprend que pour un même nombre de points (en l'occurence au minimun 32, c.f. tableau 5.2), la répartition optimale se fait pour une pseudorapidité moyenne où idéalement le vertex primaire serait situé au centre de la TPC.

En prenant en compte ces deux phénomènes, la table 5.3 résume les valeurs de la résolution (R) qui dépend aussi de la multiplicité de l'événement.

On utilise ces différentes valeurs pour calculer la résolution effective qui dépend du nombre de points associés à la trace: $R_{eff} = R/\sqrt{n}$, où n correspond au nombre de points utilisés pour calculer la perte linéïque moyenne d'énergie. La figure 5.5 représente les valeurs de cette résolution effective en fonction de la pseudorapidité (η).

Dès lors, on peut déterminer l'écart moyen relatif ϵ à la courbe attendue de Bethe-Bloch pour chaque produit de décroissance des Ω que l'on compare à la résolution effective: $\sigma = \epsilon/R_{eff}$.

TAB. 5.3: *Valeurs de la résolution (R) selon la centralité de l'événement ainsi que de la pseudorapidité de la particule.*

	Centralité de l'événement		
$\|\eta\|$	$0\% - 10\%$	$10\% - 26\%$	$26\% \rightarrow$
$0.0 - 0.1$	0.550111	0.514528	0.497981
$0.1 - 0.2$	0.545285	0.535365	0.495237
$0.2 - 0.3$	0.536676	0.50982	0.495062
$0.3 - 0.4$	0.550063	0.518347	0.472484
$0.4 - 0.5$	0.513364	0.498163	0.465823
$0.5 - 0.6$	0.509784	0.489383	0.45885
$0.6 - 0.7$	0.480572	0.464715	0.448218
$0.7 - 0.8$	0.476077	0.472486	0.435925
$0.9 - 1.0$	0.459282	0.445808	0.425025
$1.0 \rightarrow$	0.449447	0.451734	0.41713

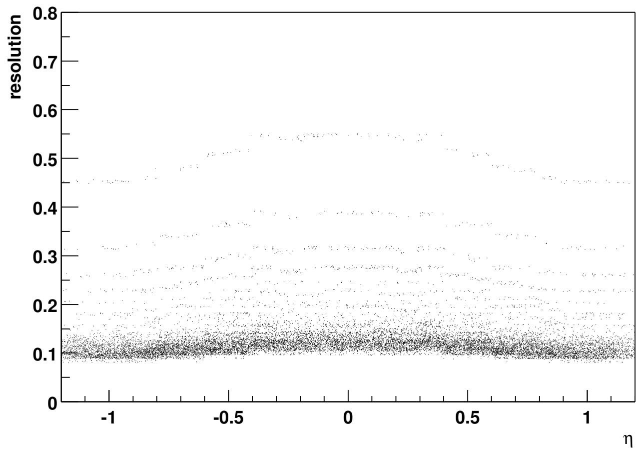


FIG. 5.5: *Résolution effective R_{eff} de l'identification dE/dx en fonction de la pseudorapidité η de la trace dans la* TPC.

c) Corrections

Pour optimiser le rapport signal sur bruit pour chaque produit de décroissance (i.e. $\pi^{\pm}$, $K^{\pm}$ et $p, \bar{p}$) on a choisi d'utiliser les valeurs reportées dans le tableau 5.4. Ce choix dépend des zones de recouvrement des courbes de Bethe-Bloch visibles sur la figure 5.4. Ces valeurs doivent être prise en compte pour déterminer les corrections à appliquer sur les taux de production des particules identifiées.

TAB. 5.4: *Valeurs du nombre d'écarts standards à la courbe de Bethe-Bloch en fonction de la particule.*

Particule	nombre de σ	Total sélectionné
$\pi^{\pm}$	3	99.73%
$K^{\pm}$	2	95.45%
$p, \bar{p}$	2	95.45%

La figure 5.6 montre les pertes d'énergies dans la TPC des produits de décroissance des candidats Ω. La distribution de gauche correspond aux produits de décroissance des candidats avec les sélections de l'étape de reconstruction[1]. À ce niveau, les zones associables aux pions, kaons et protons sont reconnaissables mais le nombre de traces difficilement identifiable est important.

La distribution centrale résulte de l'application de sélections précisées dans le tableau 5.4.

1. Une sélection en dE/dx à 5σ est cependant utilisée lors de la création des μDST

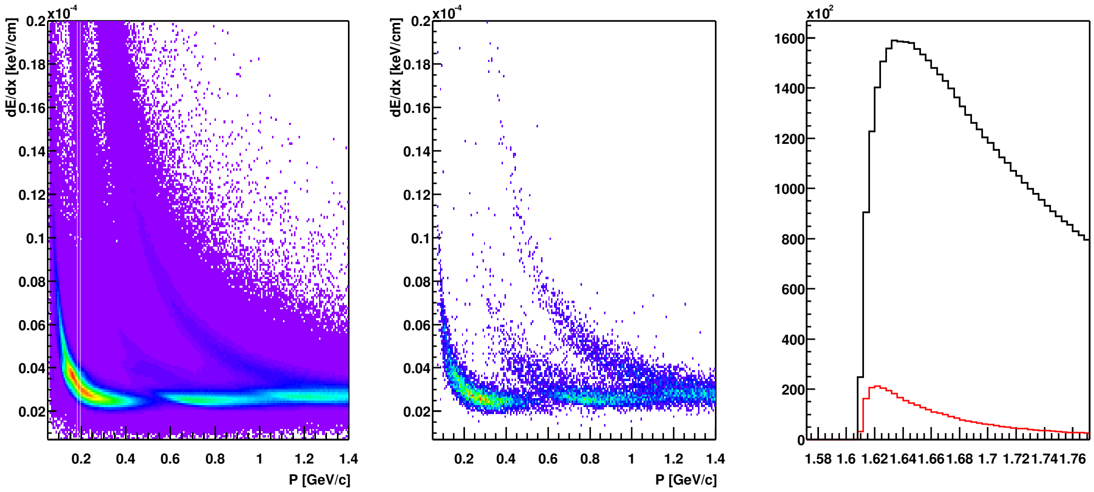


FIG. 5.6: *Perte linéïque d'énergie des produits de décroissance des Ω. La distribution de gauche et celle en masse invariante à droite et en noir correspondent à une sélection en dE/dx de 5σ. La distribution centrale est celle des produits de décroissance une fois la sélection à 3σ appliquée. La distribution en masse invariante des candidats Ω sélectionnés est représentée en rouge.*

Si l'on compare, dans la partie droite de la figure, les distributions en masse invariante avant (en noir) et après sélection (en rouge), l'échantillon sélectionné est sensiblement plus pur. Néanmoins, le signal n'est toujours pas visible et il est nécessaire d'appliquer des sélections supplémentaires.

5.2.3 Les sélections corrélées

Les sélections présentées dans le tableau 5.2 sont en régle générale classifiées comme des coupures géométriques dans le sens où elles agissent sur une variable caractéristique de la topologie de la décroissance. Cependant, au lieu de réaliser une sélection indépendante pour chaque variable, il est plus judicieux d'utiliser les dépendances que ces sélections ont les unes par rapport aux autres. Par exemple, on requiert que la distance de plus courte approche entre le candidat Ω et le vertex primaire soit inférieure à une valeur seuil mais celle-ci dépend non seulement de la résolution du détecteur, mais aussi de la distance parcourue avant décroissance du Ω. En effet, les particules sont reconstruites à partir de l'extrapolation des traces des produits de décroissance et ceci influence la précision sur les déterminations des grandeurs cinématiques des candidats.
Dans les paragraphes suivants, nous allons voir qu'il est possible de mettre à profit ces corrélations pour ajuster certaines coupures géométriques, et notamment pour améliorer la sélection des produits de décroissance.

Dans la décroissance d'un Ω, la répartition d'impulsion entre les particules filles K^- et Λ dans le référentiel du laboratoire est asymétrique puisque le rapport des masses est d'environ 2/3 et ainsi le Λ part statistiquement dans une direction proche de celle du Ω. Dans le cas où la résolution est parfaite, la distance de plus courte approche *dca* au vertex primaire du Ω^- reconstruit est nulle, et par conséquent, la *dca* du Λ est statistiquement faible tandis que celle du K^- est sensiblement plus élevée. En réalité, la résolution est finie et la *dca* du candidat Ω^- n'est plus nulle. Dans le cas d'un candidat fortuit par exemple reconstruit avec un K^- primaire, la *dca* de ce kaon est faible *indépendamment* de celle du candidat Ω^-. En revanche, c'est exactement le contraire lorsqu'il s'agit d'un vrai Ω^-: la *dca* au vertex primaire du kaon est d'autant plus élevée que celle du Ω^- l'est aussi.

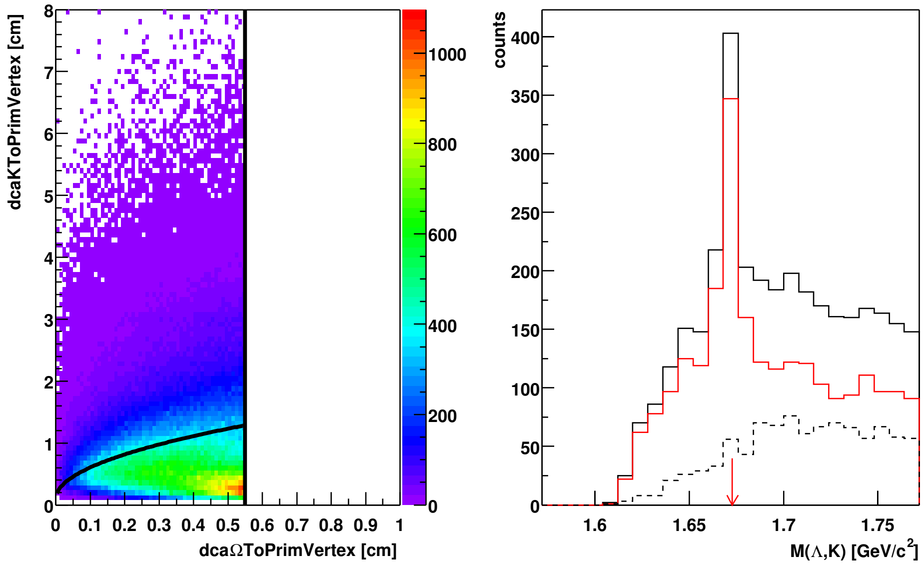


FIG. 5.7: *Sélection corrélée sur la dca du $K^\pm$ au vertex primaire en fonction de celle du Ω.*

La partie gauche de la figure 5.7 représente la distribution, pour chaque candidat, de la distance de plus courte approche au vertex primaire du kaon (*dcaKToPrimVertex*) en fonction de celle du Ω. La forte densité dans la région des faibles *dca* du kaon montre qu'une grande partie de la contamination provient effectivement de kaons primaires qu'il convient de rejeter. Parallèlement, le bruit est également concentré dans la région des *dca* du Ω élevées (un candidat Ω qui ne semble pas provenir du vertex primaire est généralement à éliminer). Ainsi, il est intéressant de rejeter la zone de la figure 5.7 contenant le plus de candidats puisqu'il s'agit vraisemblablement de candidats dont la direction s'écarte du vertex primaire et reconstruits avec un kaon primaire. Afin de préserver l'efficacité, on préfère faire croître le seuil en *dca* des kaons en deçà duquel le candidat est rejeté avec le *dca* du candidat. Pour cela, la selection appliquée n'est pas linéaire et suit la courbe noire. La paramétrisation utilisée, exprimée en *cm*, est la suivante:

$$dca_K \quad \geq \quad 1,6\sqrt{dca_\Omega} + 0,1 \tag{5.1}$$

La partie de droite de la figure 5.7 correspond à l'efficacité de la sélection 5.1. On distingue respectivement en trait plein noir et rouge la distribution en masse invariante avant et après la coupure. Le bruit de fond éliminé est représenté en pointillé.

On peut de la même façon appliquer une sélection corrélée sur le Λ issu du Ω. Il s'avére que cette coupure est encore plus efficace pour rejeter le bruit relatif aux Λ primaires.

Comme pour le kaon, la partie de gauche de la figure 5.8 contient la distribution de la *dca* du Λ en fonction de celle du Ω tandis que la partie de droite montre l'effet de l'application de la coupure sur la masse invariante. Il est clair sur la partie droite que la coupure rejette une grande partie du bruit et contribue à une nette amélioration du rapport signal sur bruit.
La paramétrisation de cette sélection est précisée par l'inégalité 5.2:

$$dca_\Lambda \quad \geq \quad 1,8\sqrt{dca_\Omega} + 0,1 \tag{5.2}$$

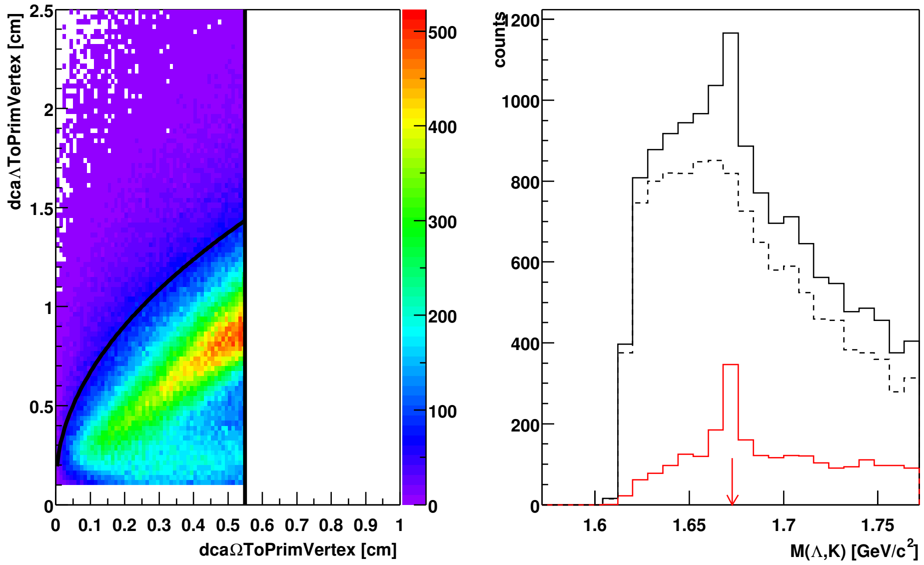


FIG. 5.8: *Sélection corrélée sur la dca du Λ au vertex primaire en fonction de celle du Ω.*

La dernière sélection corrélée utilisée dans cette analyse pour réduire le bruit de fond des particules Ω est relative à la distance de vol des Λ. Nous avons vu dans la section 3.3.2 qu'il est nécessaire d'appliquer une condition de causalité pour s'assurer que le Λ décroît plus loin que le Ω dont il est censé être issu. La coupure représentée par la figure 5.9 traduit le fait que la majorité du bruit provient de vertex secondaires proches du vertex primaire. Ainsi pour une grande distance de vol du Ω, on peut se contenter d'une distance de vol Λ plus faible (et réciproquement) de manière à bénéficier d'une meilleure efficacité.

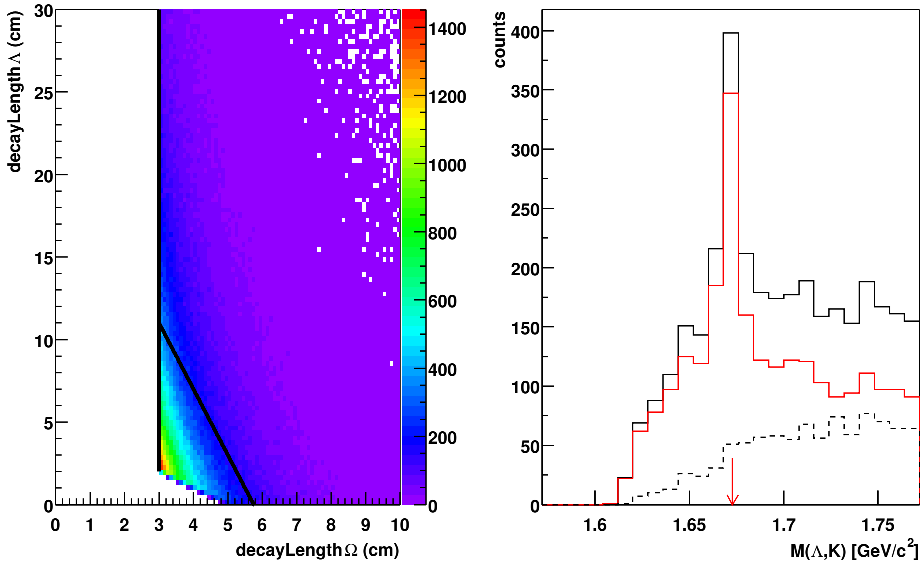


FIG. 5.9: *Sélection corrélée sur la distance de vol du Λ en fonction de celle du Ω.*

Par conséquent, le bruit éliminé doit correspondre en majorité aux masses invariantes élevées, ce qui est visible sur la partie de droite de la figure 5.9. L'inégalité utilisée, elle aussi exprimée en

cm, est la suivante:

$$dl_\Lambda \quad \geq \quad -4\, dl_\Omega + 23 \tag{5.3}$$

où dl_Λ et dl_Ω sont respectivement les distances de vol du Λ et du Ω.

Comme pour les sélections des particules Ω, il est possible d'éliminer une grande partie du bruit de fond dans le cas de l'identification des $H0 \quad \rightarrow \quad \Lambda\ \pi^-$. La difficulté majeure reste que la temps de vie n'est pas connu et qu'on ne peut mettre en place une coupure sur cette grandeur. Ainsi et en raison de la forte densité de traces à proximité du vertex primaire, le bruit de fond relatif au $H0$ est bien plus élevé que celui des Ω. Néanmoins les distances de plus courte approche peuvent être utilisées et la figure 5.10 représente le type de sélection choisi pour que le Λ provienne préférentiellement du $H0$ qui lui-même doit provenir du vertex primaire. La partie

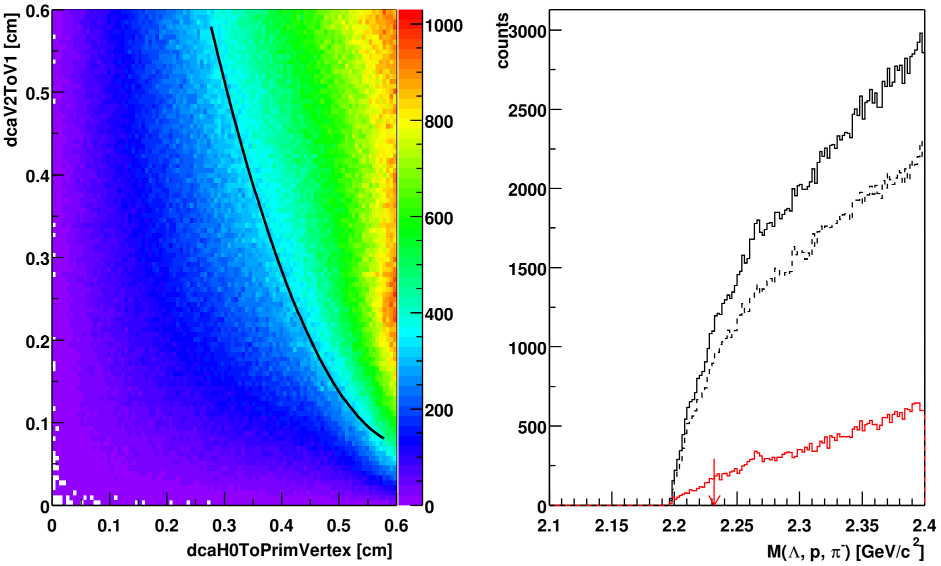


FIG. 5.10: *Sélection corrélée sur la dca du Λ au vertex primaire en fonction de celle du $H0$.*

gauche correspond à la distribution de la distance de plus courte approche du Λ en fonction de celle du $H0$ au vertex primaire. La majorité des candidats présentent des valeurs élevées pour ces deux grandeurs ce qui s'apparente donc à du bruit de fond. On tolère alors une plus grande incertitude sur la résolution de la *dca* du $H0$ à condition que la *dca* du Λ soit faible. La paramétrisation de la sélection, déterminée empiriquement selon le niveau de bruit, est la suivante et permet d'éliminer environ 80 % des candidats:

$$dca_\Lambda \quad \leq \quad 4,15\, dca_{H0}^2 - 5,2\, dca_{H0} + 1,7 \tag{5.4}$$

Les arguments sont exactement les mêmes que pour les sélections corrélées des figures 5.8 et 5.7. On s'attend de cette façon à diminuer les candidats fortuits tout en tenant compte de la résolution de la reconstruction.

5.2.4 Sélections cinématiques

En plus des sélections géométriques, il est indispensable de mettre en place des sélections cinématiques afin d'obtenir un signal sur bruit convenable. La première d'entre elles permet d'éliminer la forte contribution due au bruit des candidats de basse impulsion transverse: il est ainsi requis que l'impulsion tranverse des Ω soit supérieure à $0,5\ GeV/c$. Si elle limite considérablement le bruit, cette sélection ne coupe que très peu de signal puisqu'il a été vu que, de toute manière, l'efficacité de reconstruction est faible (voir section 4.3.2 et plus précisemment la figure 4.11) dans cette région de l'espace des phases. Les autres sélections cinématiques concernent les Λ issus des Ω ainsi que les Ω eux-mêmes et vont être détaillées dès à présent.

a) La sélection des Λ

Une sélection en masse invariante à $1115,68 \pm 15 MeV$ est effectuée de façon à purifier l'échantillon de candidats Λ utilisé pour reconstruire les Ω. Ce type de coupure dans la distribution de masse invariante correspond, comme on peut le voir dans la représentation d'Armenteros-Podolanski (voir figure A.3 de l'Annexe A.) de la partie gauche de la figure 5.11, à une coupure cinématique. Dans la partie droite de cette même figure, ont été superposés (histogramme noir)

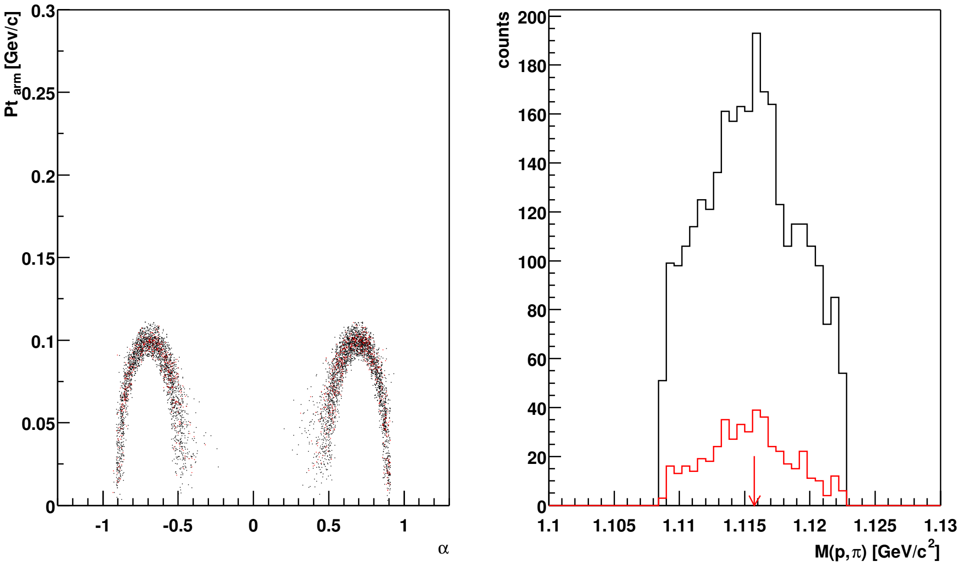


FIG. 5.11: *Espace des phases des Λ en représentation d'Armenteros-Podolanski (figure de gauche) et distribution en masse invariante (figure de droite).*

les candidats Λ dans cette fenêtre en masse invariante et ceux correspondant au pic du Ω dans un intervalle lui aussi choisi à $\pm 15 MeV$ autour de sa masse effective (histogramme rouge).

b) La sélection en $\cos\Theta^*$

Nous avons vu dans les paragraphes précédents l'utilité des différentes sélections géométriques (notamment les sélections corrélées). Au moyen de ces coupures ainsi qu'en identifiant correctement les produits de décroissance (dE/dx et sélection sur la masse invariante du Λ), le rapport signal sur bruit a été considérablement amélioré. De manière à éliminer un peu plus de bruit de fond, une dernière sélection a été appliquée. Il s'agit ici de diminuer le nombre de particules Ξ contenues dans notre échantillon final. Les Ξ possèdent une topologie de décroissance identique à celle des Ω (voir figure 3.6) et il est donc légitime de se demander si on ne sélectionne pas une quantité non négligeable de Ξ. En effet, en utilisant une identification par perte linéïque d'énergie inclusive (cf. figure 5.6) et non exclusive, un certain nombre de pions contaminent l'échantillon de kaons retenus. Cette sélection est basée sur l'angle des produits de décroissance dans le référentiel du laboratoire et celui de la particule se désintégrant, à l'instar de ce qui se faisait auparavant dans les chambres à bulles. Le cosinus de l'angle du Λ dans le référentiel du candidat Ω reconstruit (noté $\cos\Theta^*$, et détaillé dans la section A.3) n'a pas une distribution uniforme s'il provient de la désintégration de Ξ.

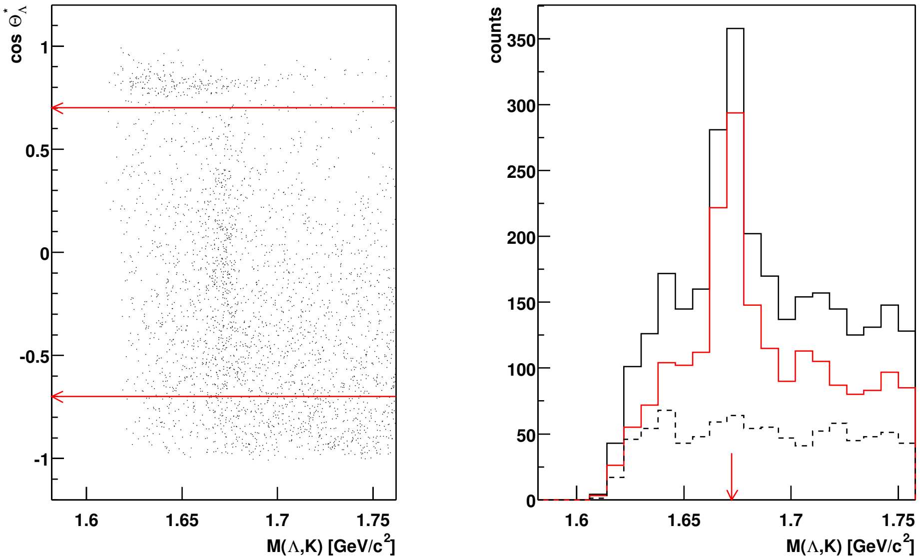


FIG. 5.12: *Sélection en* $\cos\Theta^*$ *du* Λ *selon l'hypothèse d'un candidat* Ω. *La figure de gauche représente la distribution du cosinus de l'angle que font les produits de décroissance* Λ *en fonction de la masse reconstruite des candidats* Ω *(voir texte). La figure de droite correspond aux distributions en masse invariante sans cette sélection (en noir), avec cette sélection (en rouge), ainsi que le bruit de fond éliminé (en pointillé).*

La figure 5.12 correspond à l'étude de cette sélection où l'on distingue sur la partie de gauche une contamination de Ξ relativement importante pour une valeur du $\cos\Theta^*$ comprise entre $0,7$ et 1. Nous verrons ultérieurement (cf. figure 5.13) que cette zone s'identifie préférentiellement à des Ξ. La région cinématique sélectionnée est celle située entre les deux flèches horizontales rouges, c'est-à-dire:

$$|\cos\Theta^*| \quad \leq \quad 0,7 \tag{5.5}$$

Comme on peut le voir sur la partie droite de la figure 5.12, l'effet est significatif et permet de réduire la quantité de bruit présent d'un peu plus d'un tiers: la distribution noire est celle des candidats Ω avant la sélection, la distribution rouge correspond aux candidats sélectionnés tandis que la distribution en pointillé représente les candidats qui ont été éliminés. Il est aussi à noter que les candidats enlevés se distribuent homogènement et ne modifient pas la forme initiale du signal. Une étude complémentaire, qu'illustre la figure 5.13, est nécessaire pour montrer qu'il s'agit effectivement de Ξ.

Lorsqu'on calcule la masse invariante de ces mêmes candidats Ω mais cette fois-ci, selon l'hypothèse de Ξ (voir également la figure A.2), on remarque très clairement un signal de Ξ visible sur la partie gauche de la figure 5.13 en regards de la flèche rouge centrée sur la masse attendue ($1321,31\ MeV/c^2$). Si la sélection 5.5 n'a pas été utilisée pour cette distribution, cela a en revanche été le cas pour la distribution de droite. On constate alors ainsi que l'on s'est affranchi de cette contamination de manière plus efficace qu'une coupure arbitraire en masse invariante dans la représentation des Ξ.

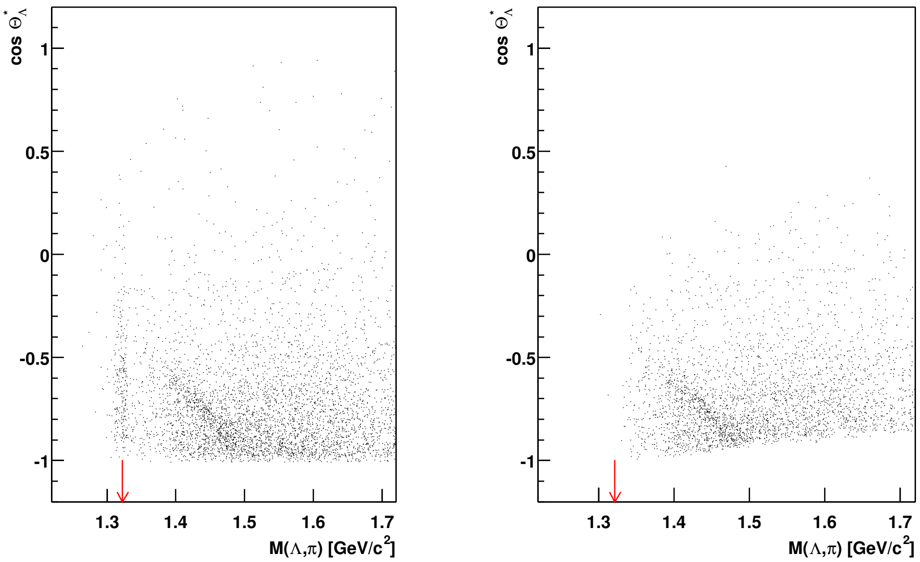


FIG. 5.13: *Effet de la sélection en* $\cos\Theta^*$ *du* Λ *des mêmes candidats* Ω *que pour la figure 5.12 mais selon l'hypothèse de la reconstruction d'un* Ξ*. La figure de gauche correspond à l'espace cinématique sans la sélection tandis que l'effet de la sélection peut être vu sur la figure de droite.*

5.2.5 Critères de qualité des particules sélectionnées

Le nombre de sélections appliquées pour distinguer les particules Ω est relativement important mais néanmoins indispensable pour obtenir finalement un rapport signal sur bruit acceptable. Cependant, toutes ces sélections sont susceptibles d'introduire un biais dans les caractéristiques des Ω.

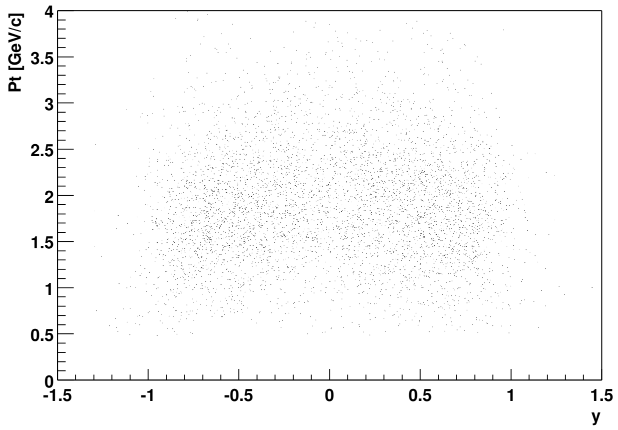


FIG. 5.14: *Espace des phases en rapidité et impulsion transverse des* Ω*.*

La figure 5.14 répresente la distribution des Ω sélectionnés une fois la totalité des coupures effectuées mais avant la soustraction du bruit de fond. Aucune structure n'apparait d'emblée hormis celle relative à la coupure explicite en impulsion transverse: $pt > 0.5\ GeV/c$ (voir 5.2.4).

La représentation d'Armenteros-Podolanski de la partie gauche de la figure 5.15 (voir Annexe A.) permet de visualiser les caractéristiques cinématiques des candidats. On peut ainsi vérifier que la zone du signal n'est pas privilégiée ce qui reviendrait implicitement à une coupure en masse invariante autour de la masse effective du Ω. Les points rouges sur cette distribution correspondent à des intervalles de masse invariante de $\pm 15\ MeV$ autour de la masse effective du Ω. En dépit de la faible statistique, ils permettent de visualiser clairement les zones correspondant aux signaux $\overline{\Omega}^{+}$ à gauche (α négatifs) et aux signaux Ω^{-} à droite (α positifs).

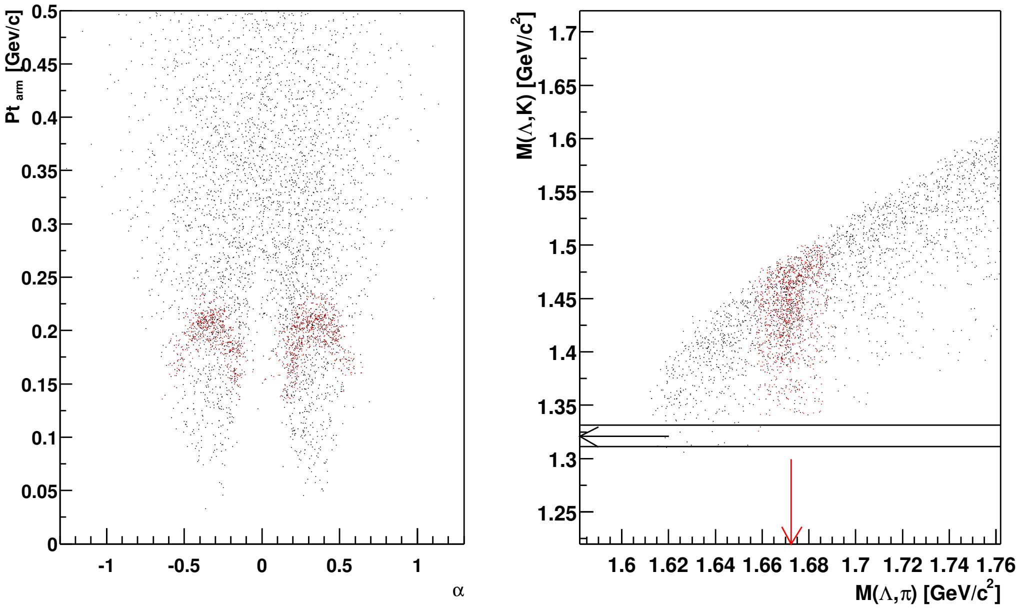


FIG. 5.15: *Espace des phases des Ω en représentation d'Armenteros-Podolanski (à gauche) et représentation des candidats Ω selon les deux hypothéses de masse (à droite).*

Bien qu'il soit aussi possible de vérifier sur la figure dite d'Armenteros-Podolanski, que l'on n'est pas en présence d'une importante contamination des particules $\overline{\Xi}^{+}$ et Ξ^{-}, il est préférable de représenter les candidats sélectionnés selon les deux hypothèses de masse Ξ et Ω comme cela a été réalisé sur la partie droite de la figure 5.15. On peut facilement en conclure que le nombre de *Xi vertex* situés dans l'intervalle de $\pm 10 MeV$ autour de la masse effective Ξ (délimités par les deux lignes horizontales) est presque négligeable principalement en raison de la sélection en $\cos\Theta^{*}$. On a tout de même appliqué une coupure en masse invariante correspondant à cette intervalle pour rejeter les quelques candidats présents.
Le tableau 5.5 rassemble la totalité des sélections utilisées lors de l'analyse.

TAB. 5.5: *Tableau récapitulatif des sélections utilisées pour sélectionner les Ω. Les notations sont les suivantes: distance de vol (dl), distance de plus courte approche (dca), vertex primaire (pvx), impulsion transverse (pt).*

Sélection		valeur(s)
dl_{Ω}	$>$	$3,2\ [cm]$
$dca_{\Omega,pvx}$	$<$	$0,6\ [cm]$
$dca_{\Lambda,K}$	$<$	$0,5\ [cm]$
$dca_{p,\pi}$	$<$	$0,5\ [cm]$
hits par trace	$>$	31
dE/dx	$<$	$3\sigma\ (K,\pi),\ 2\sigma\ (p)$
pt_{Ω}	$>$	$0,5\ [GeV/c]$
masse du Λ	$\in$	$1115,68 \pm 7\ [MeV/c^2]$
masse du Ω^a	$\notin$	$1321,31 \pm 10\ [MeV/c^2]$
dl_{Λ}	$\geq$	$23 - 4 \times dl_{\Omega}\ [cm]$
$dca_{K,pvx}$	$\geq$	$0,1 + 1,6 \times \sqrt{dca_{\Omega,pvx}}\ [cm]$
$dca_{\Lambda,pvx}$	$\geq$	$0,1 + 1,8 \times \sqrt{dca_{\Omega,pvx}}\ [cm]$
$\lvert cos\Theta^*_{\Lambda}\rvert$	$\leq$	$0,7$
$\lvert cos\Theta^*_{K}\rvert$	$\leq$	$0,9$

$a)$ selon l'hypothèse d'un Ξ: voir figure 5.15, ainsi que l'équation A.9.

5.3 Détermination des taux de production non corrigés

5.3.1 Méthodes d'ajustement de données

Les différentes sélections présentées précédemment permettent d'obtenir des distributions en masse invariante où le signal est très nettement visible sur un fond combinatoire limité (voir figure 5.16). Il s'agit maintenant de comptabiliser le nombre de particules constituant le signal

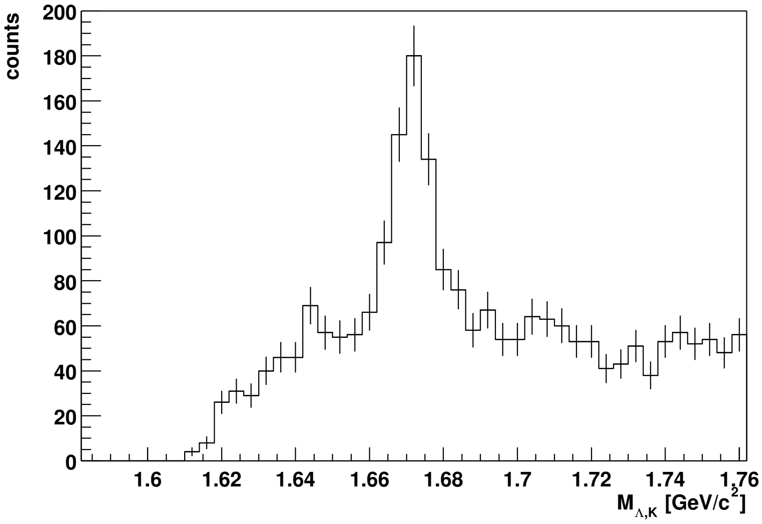


FIG. 5.16: *Distribution en masse invariante des candidats* $(\Omega^- + \bar{\Omega}^+)$ *avec* $|y| < 0,75$ *et dans les événements les* 14 % *plus centraux ainsi que les coupure présentées dans le tableau 5.5.*

et pour cela plusieurs méthodes d'ajustement peuvent être utilisées. Il faut toutefois souligner le fait qu'il est nécessaire d'estimer correctement non seulement le signal mais aussi le fond puisque l'erreur statistique est fonction de ces deux composantes. Deux des méthodes utilisées et finalement retenues vont être décrites dans les paragraphes suivants. Dans les deux cas, nous allons voir qu'un polynôme du premier degré est suffisant pour décrire le bruit de fond. Pour réaliser cette étude, la totalité de la statistique disponible est mise à profit (i.e. 14% en centralité et $|y| < 1$).

a) Ajustement au moyen d'une fonction

Les particules Ω décroissent par intéraction faible et possédent donc un temps de vie relativement long ($\sim 10^{-9}s$) comparé à celui d'une résonance ($\sim 10^{-21}s$). Par conséquent, la largeur du signal devrait être dominée par la résolution du détecteur et correctement décrite par une gaussienne.
Néanmoins, un ajustement par une fonction de Breit-Wigner a tout de même été essayé et la figure 5.17 montre la distribution en masse invariante de la somme $\Omega^- + \overline{\Omega}^+$ ajusté par ces deux fonctions:

$$f_g(x) = \frac{k}{\sigma\sqrt{2\pi}}\, e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}} + p_0 + p_1 x \tag{5.6}$$

$$f_{b-w}(x) = \frac{k\,\Gamma}{2\pi}\,\frac{1}{(x-\mu)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} + p_0 + p_1 x \tag{5.7}$$

Dans les deux cas, le bruit de fond est modélisé par un polynôme du premier degré.

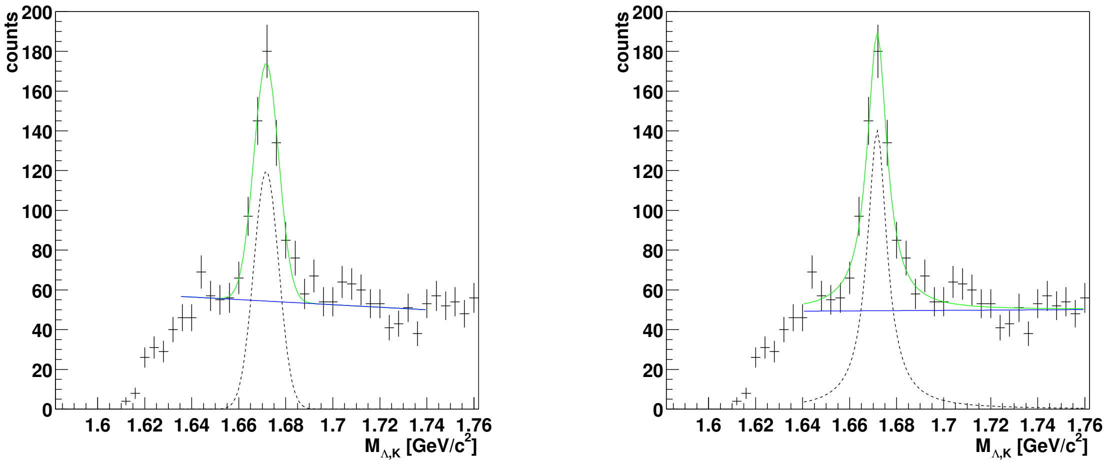


FIG. 5.17: *Ajustement de la distribution en masse invariante* ($\Omega^- + \overline{\Omega}^+$) *avec une gaussienne à gauche et avec un fonction de Breit-Wigner à droite.*

La spectre en masse invariante des particules Ω présente une légére queue de distribution qui est aussi observable sur les spectres des autres baryons étranges [LAM02, LAN02, CAS02]. Il en résulte une valeur de χ^2 qui montre que l'ajustement le plus à même de reproduire la forme du signal et du bruit semble être celui de la fonction de Breit-Wigner. Les résultats des deux ajustements sont rassemblés dans le tableau 5.6. Ainsi, dans la mesure où la statistique le permet,

Ajustement	Gaussien	Breit-Wigner
χ^2/ddl	1.28	$0,99$
moyenne $[MeV/c^2]$	$1672,0 \pm 0,6$	$1672,0 \pm 0,5$
largeur $[MeV/c^2]$	$10,6 \pm 1,0$	$10,1 \pm 1,5$
signal ($\pm 10\ MeV$)	$373,9$	$397,8$
bruit	$271,8$	$242,3$
erreur (stat)	$25,4$	$25,3$

TAB. 5.6: *Résultats des ajustements par une gaussienne et par une fonction de Breit-Wigner.*

on aura souvent recours à l'ajustement correspondant à une fonction de Breit-Wigner pour déterminer la quantité de signal présent. En revanche, si la statistique disponible est relativement faible (comme dans le cas d'une discrétisation en masse transverse, voir 5.3.2), nous allons voir qu'une méthode de simple sommation est une alternative intéressante.

b) Simple sommation du nombre d'entrées

Il s'agit ici tout simplement de compter le nombre d'entrées dans les limites du signal, c'est-à-dire dans une région en masse invariante centrée autour de la masse de la particule. La détermination du bruit de fond se fait en délimitant deux zones de part et d'autre du signal et en considérant un bruit de fond linéaire.

La figure 5.18 illustre cette méthode permettant de comptabiliser le signal et de soustraire le bruit de fond. Il est possible d'y distinguer les différentes régions:

- les limites de la partie correspondante au signal (en vert) sont choisies comme étant situées à $\pm 15\ MeV$ autour de la masse du Ω^-;

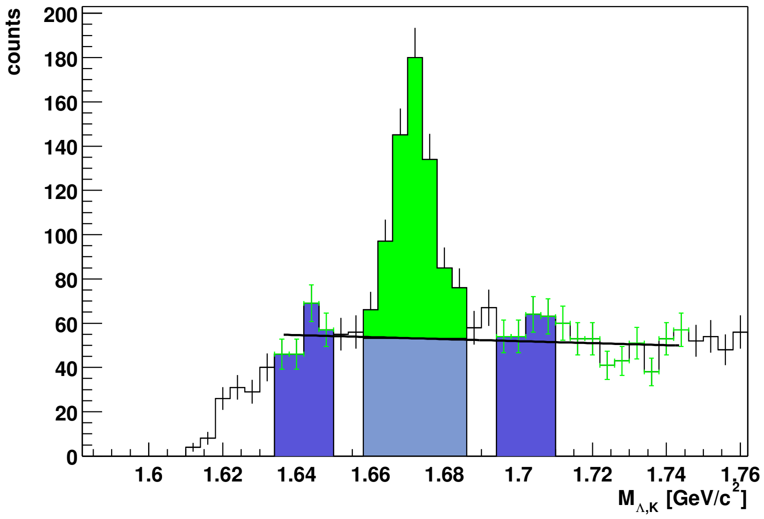


FIG. 5.18: *Ajustement de la distribution en masse invariante en comptant le nombre d'entrées.*

- les zones servant à estimer le bruit de fond (en bleu, de part et d'autre du signal) possédent toutes deux une largeur de 15 MeV et sont séparées du signal par des espaces de 8 MeV;
- il est alors possible de déterminer le bruit contenu dans la partie centrale (en bleu clair) en moyennant celui des zones latérales.

Ces différentes zones ont été établies à partir de la largeur du signal (voir tableau 5.6) et en estimant que les régions de bruit sont suffisamment éloignées pour être représentatives. En dépit de ce choix arbitraire, ces caractéristiques se sont avérées reproduire avec fiabilité les résultats des méthodes d'ajustement basées sur l'utilisation de fonctions. Cependant, dans le cas où la largeur d'intégration du signal devrait être bien plus faible que 15 MeV, la valeur du bruit est majorée conduisant à une erreur statistique relative légèrement plus élevée que si l'on avait utilisé un ajustement gaussien ou de Breit-Wigner. Cette technique permet de plus d'estimer le signal même s'il est faible alors qu'un ajustement classique aurait pu ne pas être concluant. C'est en l'occurence le cas lorsqu'il faut évaluer le signal dans des intervalles en masse transverse où la statistique est réduite.

5.3.2 Discrétisation en masse transverse

La compréhension de l'efficacité du détecteur a été basée sur la simulation et détaillée dans la section 4.3.2. L'importante dépendance en impulsion transverse rend obligatoire de discrétiser le signal. En toute rigueur, il faut aussi tenir compte de la dépendance en rapidité, ce qui n'est pas envisageable ici pour des raisons de statistique. Ainsi, il a fallu se restreindre à un domaine de rapidité centrale (i.e. $|y| < 0,75$) où ni l'efficacité, ni la distribution[2] des candidats Ω ne montrent de dépendance marquée. De manière à avoir une statistique suffisante, l'intervalle en centralité des événements sélectionnés est choisi à 14 %.
Les distributions en masse invariante de la somme $(\Omega^- + \overline{\Omega}^+)$ correspondant à quatre intervalles en masse transverse sont présentées dans la figure 5.19.

Les limites de ces intervalles ont été choisies afin d'obtenir pour chacun un nombre d'entrées suffisant pour estimer le signal: $[0,2-0,8]$, $[0,8-1,1]$, $[1,1-1,4]$ et $[1,4-2,0]$ GeV/c^2. Il est aussi possible de remarquer sur cette figure 5.19 une largeur du signal de plus en plus elevée

2. Le creux à rapidité nulle correspond à la membrane centrale

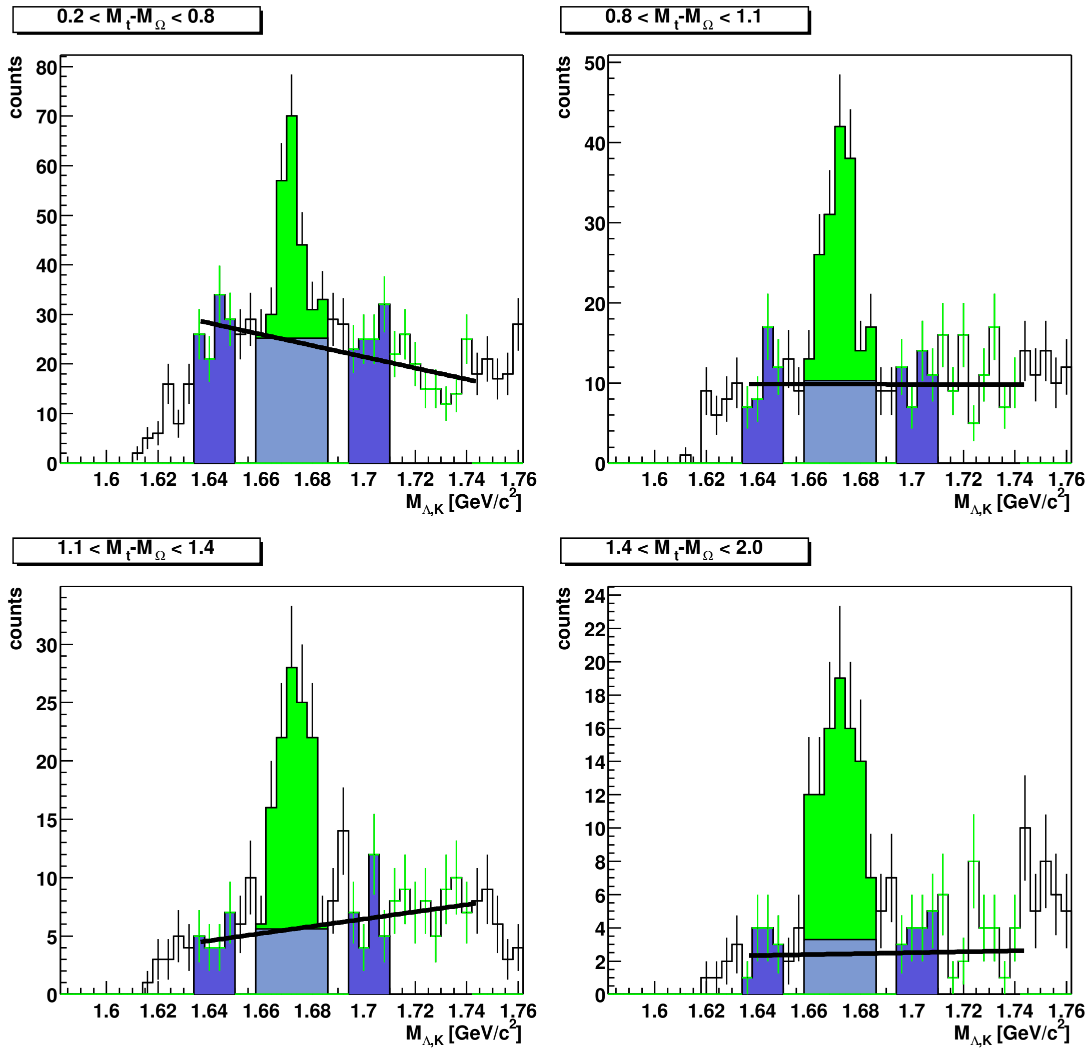


FIG. 5.19: *Estimation du signal pour la somme* $(\Omega^- + \bar{\Omega}^+)$ *avec* $|y| < 0,75$ *et dans les événements les* 14 % *plus centraux.*

au fur et à mesure que l'on considère un intervalle de masse transverse importante. Cela est lié au fait que l'erreur sur la masse invariante reconstruite augmente avec l'impulsion (totale donc transverse) des produits de décroissance. En effet, les traces dans la TPC de faible impulsion sont plus courbées ce qui conduit à une meilleure détermination de leur impulsion pendant l'étape de la reconstruction. Ceci justifie d'une part le choix d'un intervalle d'intégration suffisamment large ($\pm$ 15 MeV) pour comptabiliser la totalité du signal indépendamment de l'impulsion transverse et d'autre part le fait que ce soit la méthode de simple sommation qui soit retenue (en plus des raisons exposées dans la section 5.3.1 b). Le tableau 5.7 résume les différentes valeurs du signal contenues dans ces intervalles et pour successivement la somme $(\Omega^- + \bar{\Omega}^+)$, les Ω^- et les $\bar{\Omega}^+$.

Etant donné que l'estimation du signal est réalisé chaque intervalle indépendamment, il en résulte une légère différence entre l'ajustement de la somme et la somme des ajustements. La différence maximale est de 7% pour l'intervalle $[1,1-1,4]$ et globalement de 2 % ce qui reste faible en comparaison des erreurs relatives statistiques associées. La figure 5.20 résume les différentes valeurs et les erreurs reportées montrent que ces résultats sont compatibles avec un rapport $\overline{\Omega}^+/\Omega^-$ constant en fonction de la masse tranverse. Une étude similaire avec discrétisation en

$M_t - M_\Omega$ $[MeV/c^2]$	$(\Omega^- + \bar{\Omega}^+)$	Ω^-	$\bar{\Omega}^+$
$[0,2 - 0,8]$	$102,9 \pm 31,0$	$48,7 \pm 22,6$	$57,5 \pm 21,0$
$[0,8 - 1,1]$	$102,8 \pm 22,8$	$55,3 \pm 16,5$	$48,7 \pm 15,6$
$[1,1 - 1,4]$	$80,1 \pm 18,4$	$42,4 \pm 12,9$	$43,4 \pm 12,7$
$[1,4 - 2,0]$	$73,7 \pm 15,4$	$39,6 \pm 11,5$	$31,0 \pm 10,5$

TAB. 5.7: *Signal brut (nombre d'entrées) dans les quatre intervalles $M_t - M_\Omega$ établis à partir d'ajustements par méthode de simple sommation.*

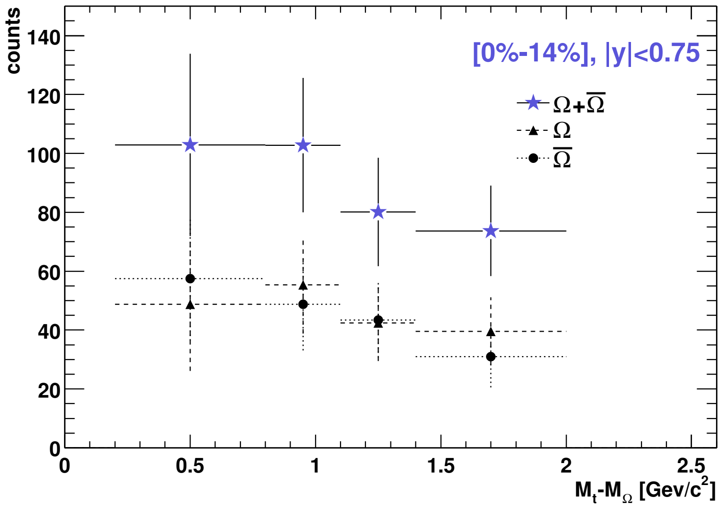


FIG. 5.20: *Nombre de particules reconstruites dans les intervalles en $(M_t - M_\Omega)$ pour 14 % des événements les plus centraux et $|y| < 0.75$.*

trois intervalles de rapidité conduit à la figure 5.21.

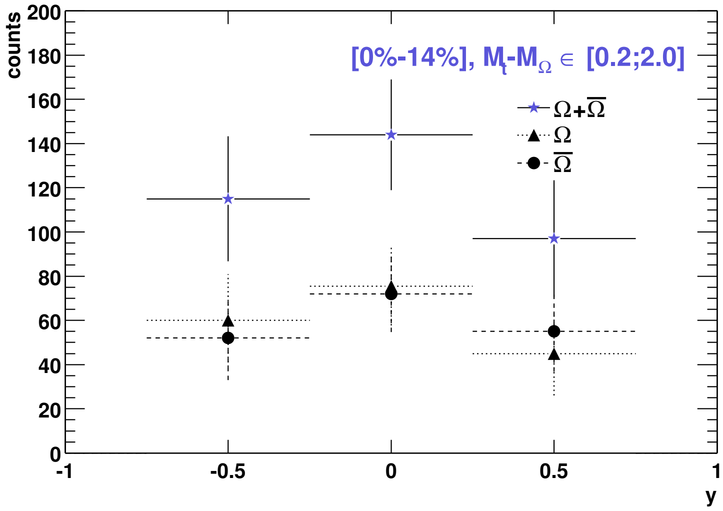


FIG. 5.21: *Nombre de particules reconstruites dans les intervalles en rapidité (y) pour 14 % des événements les plus centraux et $M_t - M_\Omega \in [0.2; 2.0]$.*

5.4 Application des corrections et résultats

5.4.1 Rapport $\overline{\Omega}^{+}/\Omega^{-}$

L'étude des rapports anti-baryon/baryon dans les collisions d'ions lourds permet tout d'abord de tirer d'importantes informations sur les conditions initiales de la collision. Dans la mesure où les nucléons incidents subissent un "stopping" important, une majorité d'entre eux se retrouve dans les produits de réactions et conduit à un rapport anti-baryon/baryon faible. La particule Ω^{-} uniquement constituée de quarks (ou, dans le cas du $\overline{\Omega}^{+}$, d'antiquarks) étranges est en réalité un cas particulier puisque tous les quarks qui la constituent sont obligatoirement issus de la réaction et non de la transmission d'une partie du nombre baryonique initial. Lorsqu'on a envisagé leur production dans le cadre d'un scénario hadronique (cf 1.2.2), nous avons vu que l'on pouvait distinguer le processus de production de paire de celui d'une réaction en cascade. Ainsi, puisque le processus de production de paire implique un nombre égal d'Ω^{-} et d'$\overline{\Omega}^{+}$ produits, un rapport faible traduit une prédominance de leur formation par réactions successives (voir équation 1.1). Contrairement aux rapports mixtes, le rapport d'une particule à son anti-particule peut être réalisé indépendamment de toute correction. En effet, on peut considérer que dans le cadre d'une détection symétrique de charge, les effets d'acceptance et d'efficacité sont identiques. En outre, pour les particules plus légères, il est indispensable de prendre en compte la proportion d'entre elles formée par désintégration d'une particule plus lourde et de corriger en fonction (on parle alors de correction de "feed-down"). Cette voie de formation est exclue pour le Ω qui ne saurait être le produit d'une désintégration par intéraction faible que d'un strangelet. La seule différence entre Ω^{-} et $\overline{\Omega}^{+}$ dont il faut faire cas est l'absorption plus élevée relative aux anti-particules. Si la probabilité d'interaction du Ω lui-même avec la matière du détecteur est faible en raison de son temps de vie, celle de ses produits de décroissance n'est pas totalement négligeable.
La figure 5.22 représente la superposition des distributions en masse invariante des Ω^{-} et des $\overline{\Omega}^{+}$ pour une sélection des événements les plus centraux (11 %) pour la région de rapidité centrale ($|y| < 1$).

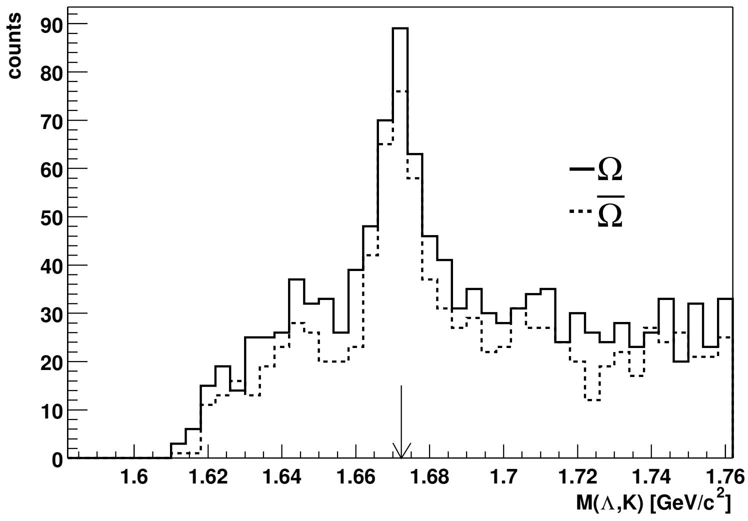


FIG. 5.22: *Distribution en masse invariante des Ω^{-} (trait plein) et des $\overline{\Omega}^{+}$ (pointillés), dans le cas d'une sélection en centralité de 11 % et $|y| < 1.0$.*

Le rapport $\overline{\Omega}^{+}/\Omega^{-}$ est trouvé égal à $0,95 \pm 0,15$ *(statistique)* avec une erreur de 1 % selon la méthode de fit utilisée (voir 5.3.1). L'utilisation d'une somme des valeurs du tableau 5.7, bien que réalisée à partir d'un échantillon différent donne un résultat sensiblement équivalent, et il a

déjà été mentionné (voir figure 5.20) qu'on ne constatait pas de dépendance notable en impulsion transverse.
L'évolution de ce rapport en fonction de la centralité de la collisions est de première importance car elle permettrait d'appréhender une éventuelle différence dans les mécanismes de production. Cependant, nous allons voir que si les événements "minimum bias" ont pu être analysés, il est difficile de conclure en raison d'une erreur statistique élevée.

5.4.2 Collisions de faible centralité

De manière à obtenir un intervalle en centralité complémentaire de celui utilisé précédemment, une sélection des événements dont la centralité est inférieure à 11 % est ici réalisée. La figure 5.23 montre la distribution en masse invariante relative à cet échantillon.

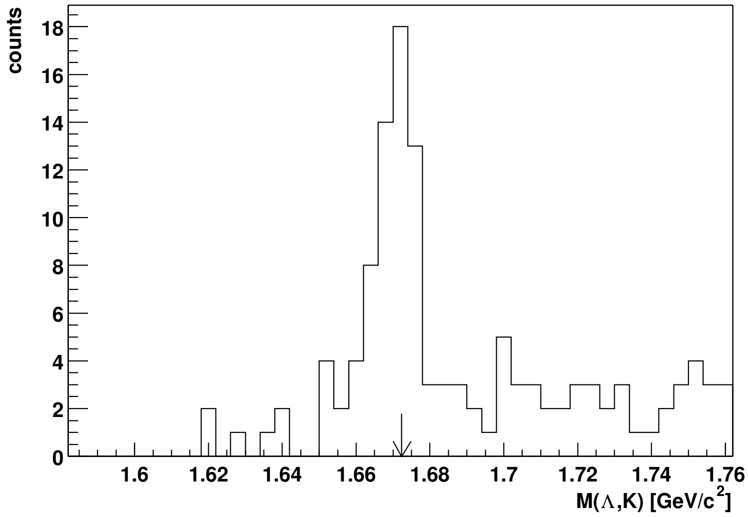


FIG. 5.23: *Distribution en masse invariante des $\Omega^- + \overline{\Omega}^+$ pour les événements "minimum bias".*

Le signal des Ω est particulièrement net en raison de la plus faible densité de traces dans les collisions plus périphériques. La probabilité de reconstruire des candidats fortuits par le biais de combinatoire est en effet beaucoup plus petite que dans le cas de collisions centrales. La distinction des deux espèces en fonction de la charge permet d'aboutir au tableau 5.8 en utilisant l'ajustement de simple sommation[3].

Centralité	$(\Omega^- + \bar{\Omega}^+)$	Ω^-	$\bar{\Omega}^+$
< 11 %	$48,9 \pm 12,4$	$26,6 \pm 6,7$	$22,3 \pm 5,6$

TAB. 5.8: *Signal dans les collisions de faible centralité ($< 11\%$) établis à partir d'ajustement par méthode de simple sommation.*

La valeur du rapport $\overline{\Omega}^+/\Omega^-$ associée est de: 0.84 ± 0.42. Bien que ce rapport soit intéressant car dans l'absolu plus faible que dans le cas de collisions centrales, il est entaché d'une erreur statistique de 50 % ce qui rend toute conclusion hazardeuse.

3. Dans ce cas précis, bien que le signal soit faible, le rapport signal sur bruit relativement élevé rend possible un ajustement par une fonction de Breit-Wigner ou une gaussienne. Les résultats correspondants ne sont pas significativement différents compte tenu de l'erreur statistique.

5.4.3 Spectres en masse transverse des Ω^- et $\overline{\Omega}^+$ et taux de production corrigés

Le vif intérêt que suscitent les particules multi-étranges est lié au fait que des particules aussi massives sont difficilement produites dans les réactions classiques de production d'étrangeté. Bien que ces particules soient rares et ne représentent qu'une très faible fraction de l'étrangeté produite dans la collision (comparativement, les kaons en constituent plus des deux tiers) un accroissement de leur production serait susceptible d'être la marque d'un mécanisme impliquant une phase partonique. Ainsi la connaissance précise des taux de production des particules Ω qui sont les plus étranges et les plus lourdes pourrait permettre de distinguer entre plusieurs scenarii possibles ou tout du moins tester la validité de nombreux modèles.
Nous allons voir dans cette partie que si la statistique est limitée, les taux de production de ces baryons sont néanmoins accessibles ainsi que leur paramètre de pente inverse.
Pour obtenir les taux de production effectifs des Ω à partir des particules comptabilisées (voir tableau 5.7), il est indispensable de prendre en compte la forte dépendance en masse transverse de l'efficacité du détecteur. En successivement, insérant des particules simulées dans des événements réels, en les recontruisant puis en appliquant les mêmes critères de sélection que pour les données réelles, il a été possible de déterminer exactement les corrections d'efficacité (voir figure 4.13) en fonction de la masse transverse. Le mode chargé reconstruit (voir le mode de décroissance 3.3 page 52) ne représente que 43, 32 % des Ω produits. Finalement, les taux de production corrigés s'expriment de la manière suivante:

$$\text{Taux de production corrigé} = \frac{\text{particules détectées}}{\text{rapport d'embranchement} \times \text{efficacité}} \tag{5.8}$$

De plus, on s'est restreint à un intervalle de rapidité $|y| < 0.75$ pour y considérer l'efficacité comme constante en fonction de cette variable. En raison de l'acceptance finie du détecteur, il n'est de toute façon pas envisageable de reconstruire ces particules dans un angle solide de 4π et les taux de production à rapidité centrale seront exprimés par unité de rapidité (soit dN/dy).
Une fois le spectre en masse transverse corrigé, il est courant d'utiliser un ajustement exponentiel afin d'obtenir simultanément (c.f. annexe A. pour de plus amples détails) les taux de production ainsi que le paramètre de pente inverse. En effet, ces derniers constituent les deux paramètres de l'ajustement visualisé comme linéaire lorsqu'on se place en échelle logarithmique. On peut voir sur la figure 5.24 les spectres corrigés de la somme des deux particules $\Omega^- + \bar{\Omega}^+$ ainsi que ceux des Ω^- et $\bar{\Omega}^+$ séparément. Comme il a été mentionné précédemment, l'intervalle en centralité choisi ici correspond aux collisions les 14 % plus centrales.
Deux remarques méritent ici d'être faites. Premièrement, en raison de l'utilisation d'intervalles finis en masse transverse, une partie non négligeable du spectre est extrapolée à faible masse transverse. D'autre part, l'utilisation d'un ajustement exponentiel n'est peut être pas le plus approprié, comme des études relatives à d'autres particules l'ont déjà montré. Le tableau 5.9 résume les résultats obtenus grâce à cet ajustement.

Les ajustements semblent de bonne qualité et les résultats ne montrent pas de différence significative entre les Ω^- et les $\bar{\Omega}^+$. Les taux de production sont équivalents à moins de $\sigma/4$ prés et il en est de même pour les températures ($\sim \sigma/2$). L'extrapolation à basse masse transverse est d'autant plus importante que le paramètre de pente inverse est faible et représente environ un tiers de la valeur totale du taux de production.
En réalité, ceci induit une forte corrélation entre le taux de production dN/dy et la température: on peut se demander quel peut être l'effet de la variation d'une des variables sur l'autre et essayer d'estimer le degré de confiance sur les valeurs obtenues. Les contours à 1 et 2 σ sont présentés sur la figure 5.25 et montrent clairement qu'une augmentation systématique de la température entraîne préférentiellement une diminution du taux de production corrigé et vice-versa. Le taux

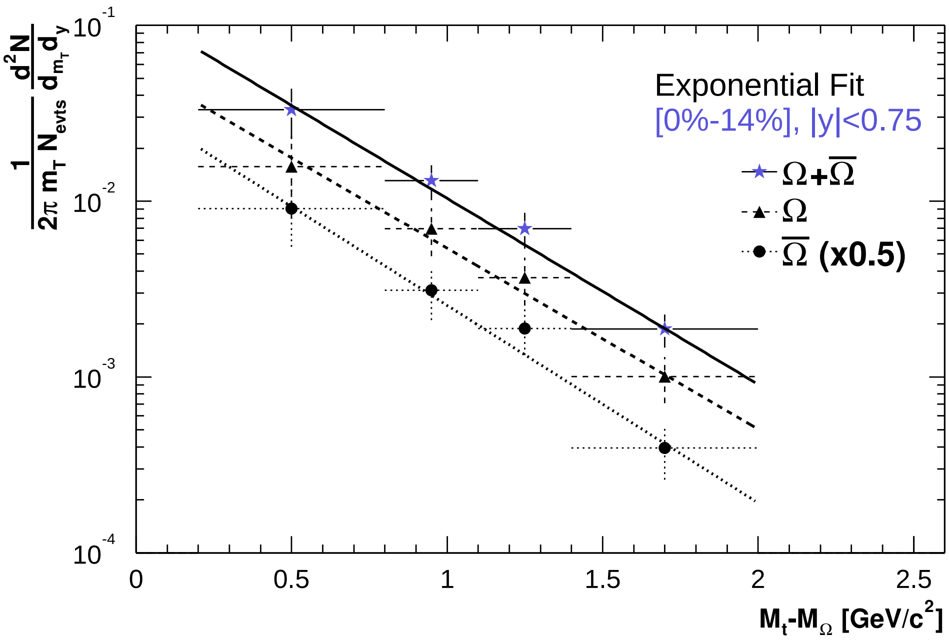


FIG. 5.24: *Spectres en masse transverse corrigés et ajustés par une exponentielle pour l'intervalle de centralité* $[0\ \% - 14\ \%]$. *Un facteur d'échelle de* $0,5$ *est appliqué au spectre des* $\bar{\Omega}^+$ *pour des raisons de lisibilité.*

Centralité	dN/dy	$T\ [MeV]$	extrapolation	χ^2/ddl
$(\Omega^- + \bar{\Omega}^+)$	$0,64 \pm 0,14$	$411 \pm 44\ MeV$	$34,13\ \%$	$1,175/2$
Ω^-	$0,32 \pm 0,09$	$422 \pm 64\ MeV$	$33,45\ \%$	$0,775/2$
$\bar{\Omega}^+$	$0,34 \pm 0,09$	$387 \pm 52\ MeV$	$35,75\ \%$	$1,232/2$

TAB. 5.9: *Taux de production corrigés, paramètres de pente inverse et résultats relatifs aux ajustements effectués pour les événements centraux* (14%). *L'extrapolation représente la proportion du nombre de particules estimé par rapport au nombre de particules effectivement mesuré en utilisant un ajustement exponentiel.*

de corrélation entre ces deux variables est d'environ 80 %.

5.4.4 Spectres en masse invariante des $H0$

Parmi les modes de décroissance des $H0$ envisagés (cf section 3.5.2), seuls deux modes ont été effectivement analysés. En effet, nous avons vu que le mode $H0 \to \Sigma^-\ p$ nécessitait l'identification du Σ^- et que même si ce "kink" atteignait la TPC, il était peu probable qu'il laisse suffisamment de points pour être distingué d'un Λ (voir figure 3.11). Pour le mode $H0 \to \Xi^-\ p$, on se heurte encore une fois à un problème de statistique: le nombre de Ξ^- identifiés par événement est d'environ 3 % et le nombre de protons est de 3 %. Ceci réduit d'autant la probabilité d'avoir un représentant de chacune de ces espèces au sein d'un même événement. Par conséquent, seuls les modes $H0 \to \Lambda\ p\ \pi^-$ et $H0 \to \Lambda\ \Lambda$ ont été recherchés dans les $\sim 500\ k$ événements centraux qui constituent la statistique de la première année de prise de données (voir tableau 5.1).

Dans le cas du mode $H0 \to \Lambda\ p\ \pi^-$, les sélections réalisées lors de la reconstruction sont

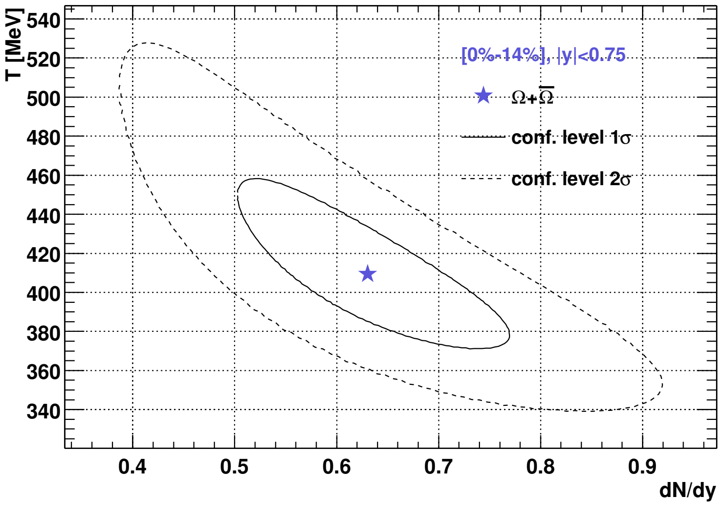


FIG. 5.25: *Intervalles de confiance à 1 σ et (en trait plein) 2 σ (en pointillé) pour les valeurs du taux de production et de la température relative aux $\Omega^- + \bar{\Omega}^+$.*

TAB. 5.10: *Tableau récapitulatif des sélections utilisées pour sélectionner les $H0$. Les notations sont les suivantes: distance de plus courte approche (dca), vertex primaire (pvx), impulsion transverse (pt).*

Sélection		valeur(s)
$dca_{H0,pvx}$	$<$	$0,6$ $[cm]$
$dca_{\pi,pvx}$	$>$	$0,7$ $[cm]$
$dca_{p,pvx}$	$>$	$0,7$ $[cm]$
$dca_{p,\pi}$	$<$	$0,5$ $[cm]$
hits par trace	$>$	31
dE/dx	$<$	3σ (π), 2σ (p)
pt_{H0}	$>$	$0,5$ $[GeV/c]$
masse du Λ	$\in$	$1115,68 \pm 7$ $[MeV/c^2]$
$dca_{\Lambda,H0}$	$\leq$	$1,7 - 5,2 \times dca_{\Omega,pvx} + 4,15 \times dca^2_{\Omega,pvx}$ $[cm]$

énumérées dans le tableau 4.5. Les sélections supplémentaires, effectuées lors de l'analyse sont réunies dans le tableau 5.10 qui contient la coupure corrélée présentée dans la section 5.2.3. Dans la mesure où il n'est pas possible d'optimiser ces sélections en fonction d'effets visibles sur le rapport signal sur bruit, ce sont globalement les sélections propres à l'analyse des particules Ω qui ont été reprises. Ainsi les informations sur la perte linéïque d'énergie ont été mise à profit de façon à identifier spécifiquement les protons et les pions provenant de la décroissance du $H0$ ainsi que du Λ. A l'instar des Ω, une sélection sur la masse invariante du Λ de $\pm$ 7 MeV autour de la masse effective a été réalisée.
La figure 5.26 correspond à la distribution en masse invariante des candidats ayant passés ces sélections.

En dépit du fait qu'aucune coupure ne soit appliquée sur la distance de vol, le bruit de fond se situe à un niveau acceptable bien que croissant avec la masse. En le comparant avec celui relatif à la simulation réalisée avec MEVSIM (voir figure 4.16), on remarque une forme équivalente et un niveau de bruit sensiblement supérieur. La flèche rouge marque le seuil de masse Λ Λ à partir duquel un éventuel $H0$ doit se désintégrer par mode fort. Par conséquent, la zone d'intérêt pour ce mode se résume à la partie entre le seuil en masse Λ p π^- $(2,196$ $GeV)$ et celui Λ Λ

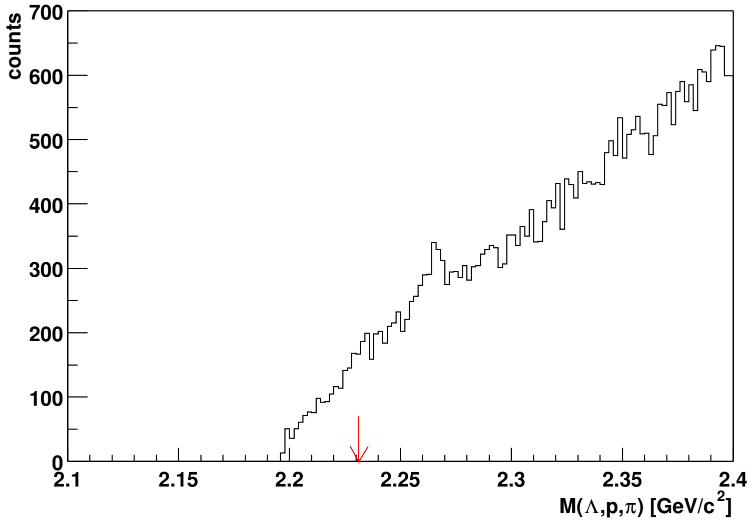


FIG. 5.26: *Distribution en masse invariante des $H0 \rightarrow \Lambda\ p\ \pi^-$.*

($2,231\ GeV$). Deux pics semblent cependant apparaitre bien que tous deux soient au delà du seuil permis:

- l'un lié à la présence de deux Λ au sein d'un même événement;
- l'autre lié à la présence d'un Ξ^- primaire et d'un proton.

Un nombre plus conséquent d'événements demande à être analysé avant de pouvoir conclure comme cela l'a été mentionné dans la section 4.4.2.
La recherche du mode résonnant $\Lambda\ \Lambda$ passe par la mise en place d'une recherche systématique de corrélation entre deux Λ identifiés au sein d'un même événement. Comme cela a été décrit briévement dans la section 3.5.2, il s'agit alors de soustraire le bruit de fond relatif aux corrélations fortuites et pour cela on réalise la même étude avec des Λ provenant de collisions différentes.
La figure 5.27 montre le spectre en masse invariante une fois le bruit de fond soustrait. Aucune structure n'apparait clairement et l'on reste ici encore limité par la statistique disponible.

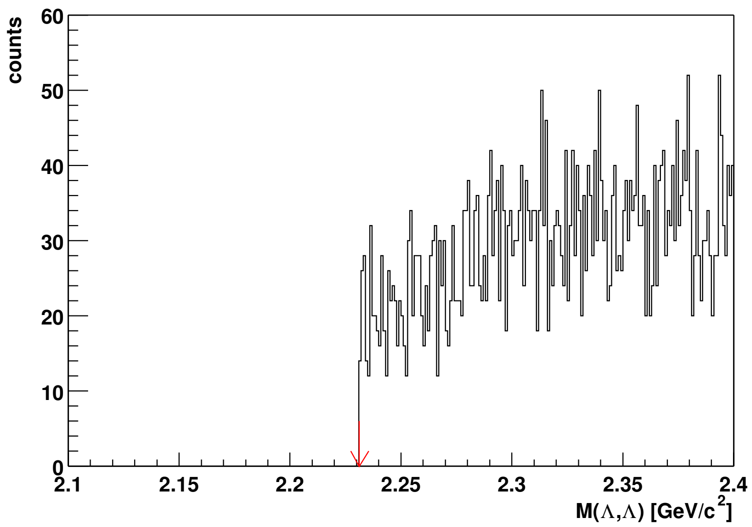


FIG. 5.27: *Distribution en masse invariante des $H0 \rightarrow \Lambda\ \Lambda$.*

5.4.5 Limite supérieure de production des $H0$

Un ajustement au moyen d'un polynôme du second degré du spectre en masse invariante de la figure 5.26 a été réalisé. Dans la zone de signal attendu (i.e. $[2,200-2,222]$ GeV/c^2), l'intégration du polynôme nous donne un nombre de candidats pour le bruit de fond de: 865 ± 29. Le nombre de candidats présent dans l'histogramme correspondant au spectre en masse invariante est de 876 ± 30. Nous concluons donc l'absence d'observation de signal. Afin d'estimer la meilleure limite supérieure de production de $H0$, il faudrait effectuer une étude pour estimer plus précisement, et à partir de simulation, le fond combinatoire associé. Néanmoins, la limite de sensibilité (cf. tableau 4.6) à 3σ pour le canal $H0 \rightarrow \Lambda\ p\ \pi^-$, avec les sélections utilisées (voir tableau 5.10) est d'environ: $3,9\ 10^{-1}$. Nous pouvons donc en déduire que moins de $3,9\ 10^{-1}$ $H0$ (pour cette voie de désintégration et par événement) sont produits dans les collisions Au-Au à 130 GeV et sans donner de signification statistique à cette limite.

Chapitre 6.

Discussion et Perspectives

Imaginer, c'est hausser le réel d'un ton.
L'Air et les Songes, essai sur l'imagination des forces.
Gaston Bachelard.

... Au pays des malices
De Lewis Caroll.»
Variation sur Marilou, l'homme à tête de chou.
Serge Gainsbourg.

La compréhension de l'évolution globale de la "boule de feu", qu'il s'agisse d'un *QGP* ou non, passe par la mise en perspective de très nombreuses observables. L'étude des particules étranges, bien que n'en constituant qu'un aspect, nous permet de préciser l'image que l'on peut avoir de ce système. Par rapport aux expériences du SPS, les mesures effectuées au RHIC peuvent d'ores et déjà apporter des éléments de réponse, qualitativement et quantitativement, et permettre de dresser un état des lieux provisoire de la production d'étrangeté. L'étude des particules Ω, de leur taux de production et de leur distribution en impulsion transverse ainsi que la recherche des $H0$ n'ont de sens que par rapport aux autres particules étranges produites qui s'inscrivent elles même dans le cadre plus général de la production hadronique dans STAR et au RHIC. C'est ce cadre qu'il convient de préciser ici et dans quelle mesure les résultats présentés précédemment peuvent apporter une pierre à l'édifice.
On s'attachera ensuite à comparer les résultats obtenus avec les modèles briévement introduits dans la section 1.3. En dépit du fait que les erreurs statistiques des résultats restent conséquentes, nous verrons alors quelle est la portée et le caractère prédictif de ces modèles.
Enfin, de nouvelles prises de données ont déjà eu lieu et devraient permettre d'une part de diminuer les incertitudes statistiques et d'autre part de mieux comprendre les erreurs systématiques. En effet, de nombreuses analyses complémentaires sont indispensables, et notamment l'étude de collisions mettant en jeu des systèmes plus légers pour caractériser un quelconque accroissement de l'étrangeté. Elles seront abordées comme perspectives tout comme l'apport que devraient constituer les expériences futures.

6.1 Les Ω et les autres baryons étranges dans STAR

Plusieurs études effectuées auprès de STAR et similaires à celle relative aux particules Ω sont aujourd'hui disponibles. En se restreignant aux baryons étranges et par ordre d'étrangeté croissant, les rapports anti-particule/particule ainsi que les taux de productions des Λ [LAM02, LON02], Ξ [CAS02, LAN02] à $\sqrt{s_{NN}} = 130\ GeV$ permettent de replacer les résultats correspondant aux Ω dans un contexte plus général.
En ce qui concerne les rapports anti-particule/particule, toutes les mesures présentées dans cette section ont été établies pour un même intervalle en centralité, à savoir $[0-11\ \%]$. Dans le cas des taux de production et comme nous l'avons vu dans la section 5.3.2, les discrétisations possibles sont essentiellement dictées par la statistique. Ces différents intervalles seront précisés à chaque fois que nécessaire.

Comme cela a déjà été évoqué, le rapport anti-baryon sur baryon à rapidité centrale témoigne de l'ampleur du "stopping" dans la collision. Dans la mesure où le potentiel chimique baryonique n'est pas nul, une claire hiérarchie entre les baryons étranges doit être visible. De plus, dans le cas d'un détecteur symétrique de charge comme STAR, il n'est pas nécessaire de corriger ces rapports des effets d'acceptance ou d'efficacité. Et puisque les erreurs systématiques doivent être les mêmes pour une particule et son anti-particule, il est légitime de penser que ces effets s'annulent dans un rapport. À mesure que l'étrangeté augmente, le nombre de quarks de u et d contenus dans le baryon étrange diminue et doit refléter alors la probabilité qu'ont ces quarks de provenir de la transmission du nombre baryonique initial. C'est exactement ce que l'on observe dans STAR [ADL02e] à $\sqrt{s_{NN}} = 130\ GeV$ et les différentes valeurs ainsi que les erreurs statistiques associées sont reportées dans la table 6.1.

Ces rapports ont été mesurés dans une zone de rapidité centrale ($|y| < 0.5$) excepté pour les Ω où, pour bénéficier d'une statistique maximale, un intervalle de deux unités ($|y| < 1.0$) a été retenu. Ces valeurs sont également corrigées des décroissances par interaction faible des particules plus lourdes. En comparaison avec l'énergie disponible au SPS, on s'attend au RHIC à se rapprocher de la limite "baryon-free" où tout les rapports doivent être égaux à 1. La figure

$\lvert S \rvert$	1	2	3
Rapport	$\overline{\Lambda}/\Lambda = 0,69 \pm 0,01$	$\overline{\Xi}^{+}/\Xi^{-} = 0,83 \pm 0,04$	$\overline{\Omega}^{+}/\Omega^{-} = 0,95 \pm 0,15$

TAB. 6.1: *Rapport anti-baryon/baryon étrange en fonction de l'étrangeté.*

6.1 reprend les valeurs du tableau 6.1 en y incluant les résultats obtenus au SPS par l'expérience WA97. On y voit que la tendance entre les baryons est la même mais surtout que le potentiel baryonique est nettement plus faible.

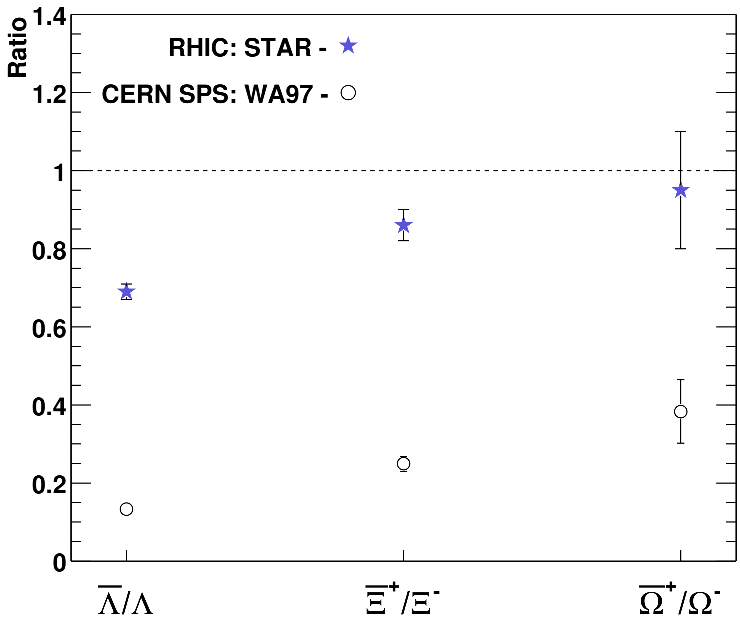


FIG. 6.1: *Rapports anti-baryon / baryon étrange. Les étoiles correspondent aux mesures effectuées par* STAR *pour les collisions Au-Au à* $\sqrt{s_{NN}} = 130$ *GeV tandis que les cercles ouverts ont été rapportés par l'expérience WA97 à* $\sqrt{s_{NN}} = 17,4$ *GeV.*

S'il n'est pas indispensable de corriger ces rapports de l'efficacité du détecteur, il est néanmoins nécessaire de prendre en compte la différence d'absorption entre les particules et les anti-particules dans la matière du détecteur. Ces corrections, inférieures au pourcent, sont déjà appliquées aux valeurs précédentes.
Il est important de souligner que les baryons étranges ne représentent en réalité qu'une petite fraction de la totalité de l'étrangeté produite.

6.2 Comparaison avec les modèles

6.2.1 Comparaison avec les modèles de coalescence

L'évolution du rapport anti-baryon/baryon décrite précédemment est prédite par le modèle de coalescence de quarks [ZIM00, BIA98]. Selon ce modèle, les rapports s'établissent simplement en fonction des quarks de valence qui constituent baryons et anti-baryons. Dans le cas où on néglige l'asymétrie d'isospin, on a la relation 6.1 suivante:

$$\begin{aligned}\frac{\Lambda(uds)}{\overline{\Lambda}(\bar{u}\bar{d}\bar{s})}\times\frac{\overline{\Xi}^+(\bar{d}\bar{s}\bar{s})}{\Xi^-(dss)} &= \frac{\Xi^-(dss)}{\overline{\Xi}^+(\bar{d}\bar{s}\bar{s})}\times\frac{\overline{\Omega}^+(\bar{s}\bar{s}\bar{s})}{\Omega^-(sss)} = D \\ \text{et } D &= \frac{K^+(u\bar{s})}{K^-(\bar{u}s)} \end{aligned} \tag{6.1}$$

Le rapport $\frac{K^+}{K^-}$ mesuré pour STAR est égal à 1.092 ± 0.023. On peut ainsi comparer les valeurs obtenues à partir des équations suivantes avec celle du rapport des Ω:

$$\frac{\overline{\Omega}^+(\bar{s}\bar{s}\bar{s})}{\Omega^-(sss)} = \frac{\Lambda(uds)}{\overline{\Lambda}(\bar{u}\bar{d}\bar{s})}\times\left(\frac{\overline{\Xi}^+(\bar{d}\bar{s}\bar{s})}{\Xi^-(dss)}\right)^2 \tag{6.2}$$

et

$$\frac{\overline{\Omega}^+(\bar{s}\bar{s}\bar{s})}{\Omega^-(sss)} = \frac{K^+(u\bar{s})}{K^-(\bar{u}s)}\times\frac{\overline{\Xi}^+(\bar{d}\bar{s}\bar{s})}{\Xi^-(dss)} \tag{6.3}$$

L'équation 6.2 et l'équation 6.3 donnent respectivement $1,1$ et $0,94$ qui sont tous deux compatibles avec le rapport $\overline{\Omega}^+/\Omega^-$ mesuré (voir section 5.4.1) compte tenu de l'erreur statistique. La valeur prédite par le modèle de coalescence est $D = 1,14$ [ZIM02].
Il est intéressant de noter que si le modèle de coalescence décrit correctement les rapports anti-particules/particules dans STAR (et pas seulement celui concernant les Ω), cela n'etait pas le cas au SPS. Cela étant, ce modèle ne présuppose nullement que le système soit en équilibre thermique. En revanche, il se base sur la création d'un système composé de quarks et d'anti-quarks [BLZ95, BLZ99] comme cela a été récemment souligné [ZIM02].
Cependant, nous avons vu dans la section 1.3 que le coefficient D du modèle de coalescence pouvait s'exprimer, cette fois dans le formalisme du modèle thermique statistique, en fonction des fugacités comme le montre l'équation 6.4:

$$D = \lambda_u^2.\lambda_s^{-2} = e^{(2\mu_B - 6\mu_S)/3T} \tag{6.4}$$

ce qui, dans la mesure où l'étrangeté est localement conservée (soit $\mu_s = 0$), donne $D \simeq 1.19$. Il parait dès lors clair que l'on peut difficilement voir une différence significative entre ces deux types de modèle au moyen des rapports anti-particules/particules seuls. Remarquons néanmoins que dans l'exemple des Ω certains modèles thermiques statistiques proposent un rapport de 0.898 [MAG01] alors qu'un autre mettant en jeu un modèle de "single freeze-out" prédit 0.85 [BRO02a]. Une meilleure erreur statistique ainsi qu'une pleine compréhension des effets systématiques devraient apporter prochainement des réponses intéressantes. Toujours est-il que les rapports mixtes, c'est-à-dire les rapports entre particules différentes, sont plus riches d'information et c'est ce que nous allons essayer d'examiner maintenant.

6.2.2 Comparaison avec les modèles thermiques

Les rapports $\overline{B}/B$ sont facilement accessibles puisqu'il n'est pas indispensable de les corriger des efficacité pour en extraire des résultats significatifs. Dans STAR, néanmoins, ils perdent un peu de leur pouvoir discriminant puisque ces rapports se rapprochent tous de l'unité.
Les modèles thermiques sont beaucoup plus sensibles aux rapports mixtes. Notamment la comparaison des taux de production des baryons multi-étranges à ceux des particules plus légères sont les plus contraignants en terme de température. Ce qui n'est pas le cas des rapports $\overline{B}/B$ qui ne renseignent que sur le potentiel chimique, lequel se rapproche fortement de zéro à RHIC.

En effet, si l'on compare les valeurs du potentiel chimique baryonique au SPS ($\mu_B \simeq 250\ MeV$) et au RHIC ($\mu_B \simeq 50\ MeV$ à 130 GeV), le rapport est de 1/5.
En lui-même, ce résultat est important pour plusieurs raisons. D'une part, en se rapprochant de la limite $\mu_B = 0$, les calculs théoriques de QCD sur réseau sont plus représentatifs des expériences et une extrapolation, indispensable pour intépréter les résultats du SPS au moyen de ces calculs, n'est plus nécessaire au RHIC. D'autre part, la température de transition de phase prédite par ces calculs semble correspondre à la température de freeze-out chimique obtenue au RHIC comme le montre la figure 6.2 extraite de [PBM01].

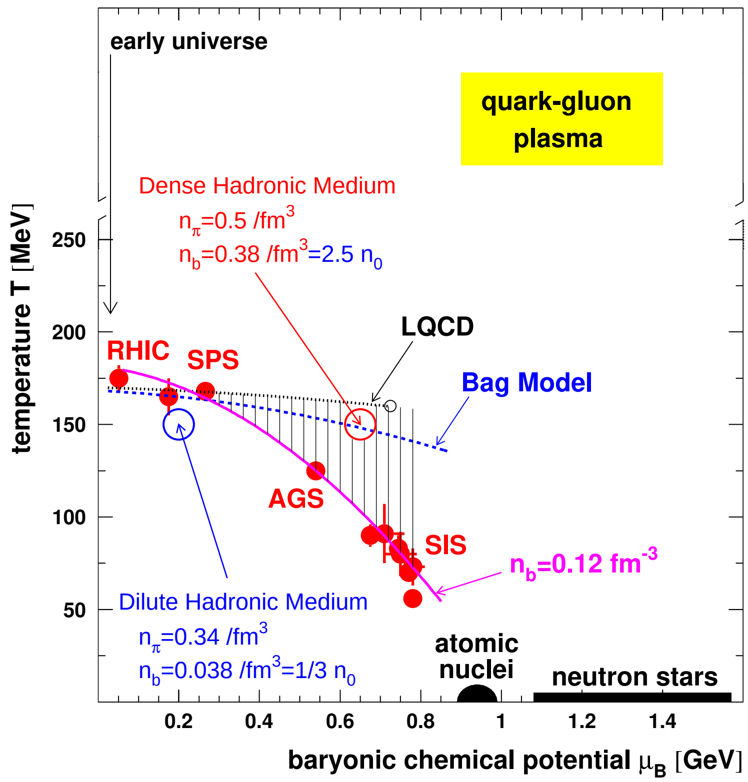


FIG. 6.2: *Diagramme de phase* QCD *correspondant aux connaissances actuelles apportées par les expériences d'ions lourds relativistes. Les différents accélérateurs permettent de se rapprocher de la limite $\mu_B \simeq 0$ au fur et à mesure que l'énergie des faisceaux augmentent. Les limites relatives aux calculs* QCD *sur réseau (*LQCD*) et au Bag Model (voir Introduction) sont aussi représentées.*

La détermination de la valeur de la température de freeze-out chimique est réalisée à partir non seulement des rapports $\overline{B}/B$ mais aussi des rapports mixtes, quelles que soient les variantes du modèle thermique décrit dans la section 1.3. Les taux de production issus de cette analyse sont, comme cela a été vu dans la section 5.4.3, respectivement de $0,32 \pm 0,09$ pour les Ω et $0,34 \pm 0,09$ pour les $\overline{\Omega}^+$ dans l'espace des phases détaillé dans le tableau 6.2. Les figures correspondant à une analyse complémentaire [MAGPr] à celle décrite dans [MAG02] montrent la dépendance en température et en potentiel chimique du modèle thermique statistique aux rap-

	Sélection
Position longitudinale du vertex primaire [cm]	$\lvert primvtx_z \rvert < 100$
Centralité	$0 \rightarrow 14\%$
Rapidité	$\lvert y \rvert < 0.75$
Impulsion transverse $[GeV/c]$	$p_t > 0.5$
Masse transverse $[GeV/c^2]$	$0.2 < M_t - M_\Omega < 2.0$

TAB. 6.2: *Espace des phases des taux de production corrigés des Ω^- et $\overline{\Omega}^+$ sélectionnés.*

ports $\overline{\Omega}^+/\Omega^-$ et Ω^-/π^-.

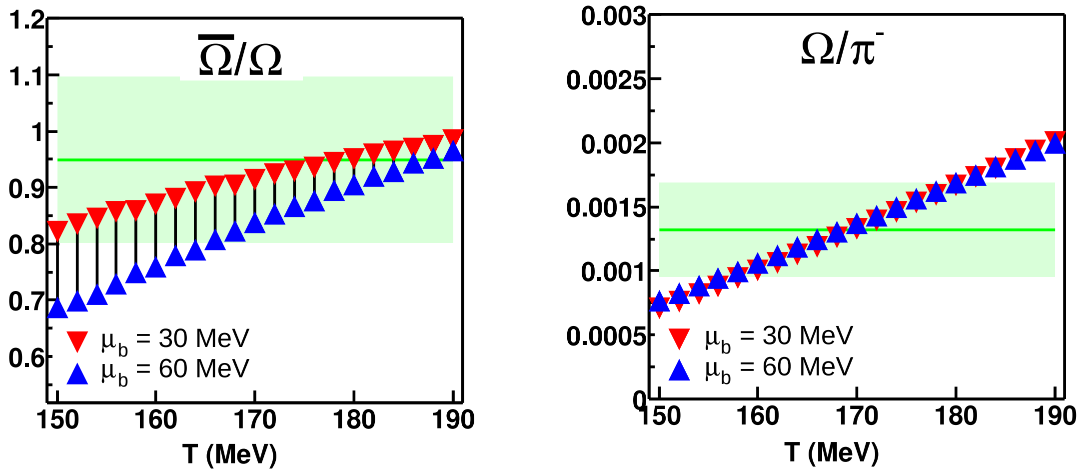


FIG. 6.3: *Calcul relatif au modèle statistique montrant la dépendance en température et en potentiel chimique des rapports* $\overline{\Omega}^+/\Omega^-$ *(à gauche) et* Ω^-/π^- *(à droite). Les intervalles correspondant aux prédictions du modèle thermique statistique sont représentés par les différents traits et dépendent de la valeur de* μ_B*. Les résultats (traits verts) de notre étude sont en accord avec le modèle compte tenu des erreurs statistiques de mesure (bande vert clair).*

Pour réaliser leurs calculs, les modèles thermiques statistiques utilisent les résultats issus des analyses/expériences précédentes puis déterminent les valeurs des deux principaux paramètres: T et μ_B. Les valeurs ajustées pour RHIC donnent $T \simeq 170\ MeV$ et $\mu_B \simeq 40\ MeV$ (Braun-Munzinger et al. [MAG01] proposent $T = 174\ MeV \pm 7$ et $\mu_B = 46\ MeV \pm 5$ tandis que Florkowski et al. [BRO02a] ont des valeurs sensiblement identiques: $T = 165\ MeV \pm 7$ et $\mu_B = 41\ MeV \pm 5$). Comme cela était le cas pour les rapports $\overline{B}/B$, il est possible de comparer les prédictions de ce modèle relatif au rapport Ω^-/π^- qui apporte une contrainte beaucoup plus importante sur la température de freeze-out. Leur prédiction est de 1.47×10^{-3} [MAG01]. Au moyen des résultats préliminaires de STAR [CAL01] donnant les taux de production des π^- ainsi que de cette analyse, nous obtenons $1.31 \pm 0.39 \times 10^{-3}$. Ceci correspond à une surestimation du modèle de l'ordre de 10%, bien que peu représentative puisqu'elle est inférieure à une demi-déviation standard par rapport à l'erreur statistique de mesure.

Lorsqu'on considère la production des $(\Omega^- + \overline{\Omega}^+)$ en fonction de l'énergie de la collision, on constate moins d'un facteur 2 entre les résultats du RHIC et ceux du SPS. Ceci peut tout à fait être la conséquence de l'augmentation d'entropie ce que l'on peut vérifier en normalisant cette valeur par le nombre total de hadrons négatifs produits. En effet, les rapports mixtes de STAR qui peuvent aussi être comparés à ceux obtenus au SPS et publiés par WA97 doivent pouvoir montrer si la production relative de baryons multi-étranges augmente ou non. La figure 6.4 représente les rapports Ω/h^- et Ω/Ξ en fonction de l'énergie. On observe sur la partie gauche une progression de la production relative des $\overline{\Omega}^+$ tandis que celle des Ω^- diminue légèrement: la somme des productions relatives des deux particules est sensiblement constante.

Cependant, pour pouvoir en conclure que la production de Ω sature, il serait nécessaire de pouvoir incorporer non seulement les résultats futurs de STAR concernant la deuxième prise de

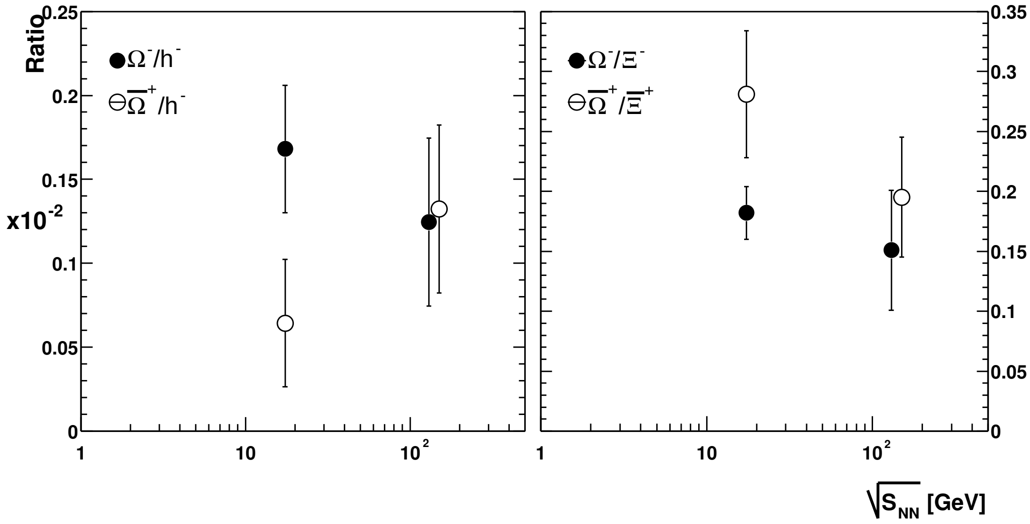


FIG. 6.4: *Comparaison des taux de production des Ω par rapport aux particules négatives produites (figure de gauche) dans la collision ainsi que par rapport aux baryons Ξ doublement étranges (figure de droite). Les mesures des rapports Ω/Ξ en fonction de l'énergie sont compatibles avec une évolution linéaire (les points à 130 GeV correspondent à notre analyse tandis que les valeurs à 17,4 GeV ont été mesurées par WA97).*

données à 200 GeV, mais sûrement aussi un ou plusieurs points intermédiaires entre 17,4 GeV et 130 GeV. Parallèlement, l'augmentation du rapport $\overline{\Omega}^+/h^-$ peut s'interpréter comme une conséquence directe de la diminution du potentiel chimique baryonique. Si l'on considère que, compte tenu des erreurs, seul le rapport $\overline{\Omega}^+/\overline{\Xi}^+$ diminue dans STAR, ce résultat militerait en faveur d'une simple augmentation de la production du quark $\overline{d}$. Ceci indiquerait qu'à potentiel chimique baryonique faible mais fini, les mécanismes de production se feraient essentiellement par paire et non par cascades ou réactions d'échange. Ceci correspondrait à une forme de saturation de l'étrangeté relative à la production d'anti-quark léger (en l'occurence $\overline{d}$). Il faut tout de même noter que la valeur $\Omega^-/\Xi^- = 0.18$ est correctement prédite par le modèle de "single freeze-out" [BRO02a].

6.2.3 Comportement collectif et modèles hydrodynamiques

La plupart des particules montre au SPS ainsi qu'au RHIC un comportement collectif marqué appelé "*flow*" transverse [ESU99, BEA97, XUK01]. Ce trait, identifiable par l'étude des distributions en impulsion transverse des différentes particules [VHO83], permet de distinguer deux composantes dans le paramètre de pente inverse T obtenu par un ajustement exponentiel. La première composante est la température du système au moment du freeze-out thermique, donc censée être commune à toutes les particules émises. La seconde correspond à une expansion collective, c'est-à-dire proportionnelle à la masse de la particule étudiée.
Le paramètre de pente inverse obtenu pour les Ω est présenté dans la figure 6.5 avec ceux des autres mesures effectuées dans STAR [CAL01, ADL02a, ADL02b, YAM01, ADL02c, ADL02d] et au SPS [BEA97, APP98, AND98, SAN99]. On remarque pour les particules les plus légères une linéarité justifiant l'utilisation de modèles hydrodynamiques [SOL98]. En effet, si l'on suppose une vitesse d'émission commune pour tous les hadrons émis, la distribution en impulsion transverse est alors correctement reproduite puisqu'il s'agit du produit de cette vitesse par leur masse respective.

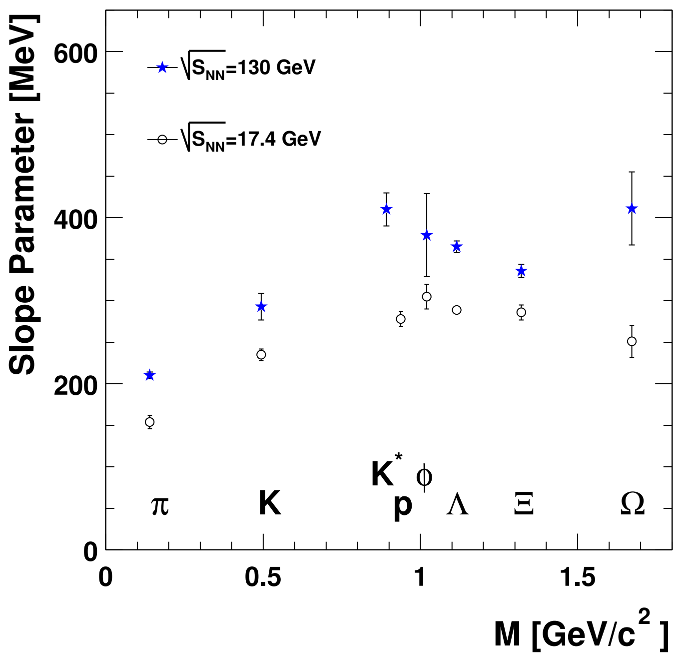


FIG. 6.5: *Paramètres de pente inverse des différentes particules mesurés dans STAR et comparés avec ceux obtenus au* SPS. *Le point relatif à la particule* Ω (STAR) *correspond à la somme* ($\Omega^- + \overline{\Omega}^+$).

Cependant, une différence apparait clairement lorqu'on considère plus particulièrement les baryons étranges [XUK01]. Les paramètres de pente inverse d'un premier groupe de particules augmentent linéairement avec la masse tandis que pour un deuxième, composé des Λ, Ξ et Ω, cette tendance parait moins prononcée. Ceci est bien visible au SPS et concernant les résultats de STAR, cette observation semble se confirmer avec une température sensiblement plus faible pour les Ξ que pour les Λ. On peut tenter d'expliquer ce phénomène en émettant l'hypothèse d'un découplage plus rapide des particules (multi-) étranges au système. Cette supposition trouve confirmation dans des simulations basées sur RQMD [VHE98] où les baryons multi-étranges n'interviendraient que peu dans la formation des résonances durant la phase d'expansion. Une conséquence particulièrement intéressante est que les caractéristiques de la source des Ω au freeze-out seraient proches de celles du système initial. Ceci semble en contradiction avec un scénario où l'on n'aurait qu'une seule et même température de freeze-out chimique donc au modèle dit de "sudden hadronization" [RAF00]. Il apparait cependant que celui du "single freeze-out" [BRO02b] arrive à reproduire les spectres en impulsion transverse 6.6 ce qui supposerait que la description des distributions au moyen d'un seul paramètre de pente inverse soit à remettre en cause.

Quoiqu'il en soit, les valeurs obtenues dans notre analyse pour les Ω^- et $\overline{\Omega}^+$ sont consistantes avec un même paramètre de pente inverse: $T_{\Omega^-} = 422 \pm 64\ MeV$ et $T_{\overline{\Omega}^+} = 387 \pm 52\ MeV$. Par conséquent, la valeur reportée dans la figure 6.5 est celle des ($\Omega^- + \overline{\Omega}^+$) présentée dans le tableau 5.9. Un point intéressant est qu'on observe pour les Ω dans STAR une température apparente sensiblement plus élevée que celle où on se contenterait d'extrapoler la valeur du SPS ou les valeurs des Λ et Ξ de STAR. S'il est vrai que les Ω sont une sonde intéressante pour déterminer les caractéristiques initiales de la source et que ces résultats ne sont pas liés à l'intervalle de mesure accessible en impulsion transverse, ceci pourrait révéler la présence d'un nouveau "*flow*", cette fois-ci relatif à une phase partonique [THE01]. Une confirmation, résultant d'une observation concordante à 200 GeV qui devrait bénéficier d'une meilleure statistique, serait essentielle.

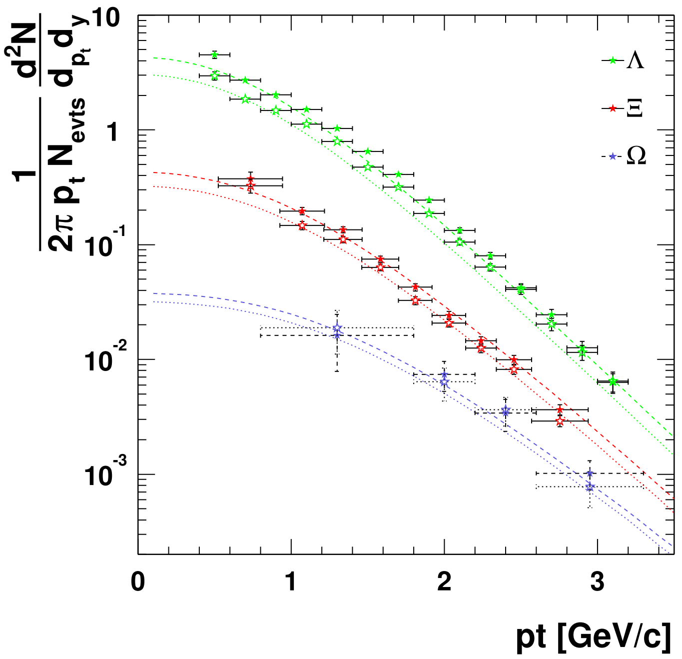


FIG. 6.6: *Distribution en impulsion transverse des baryons étranges et comparaison avec les résultats du modèle de "single-freeze-out".*

6.3 Les analyses complémentaires

La principale incertitude relative à notre analyse reste l'erreur importante, qu'elle soit statistique (relativement peu de particules Ω ont pour l'instant été détectées) ou systématique. Une étude exhaustive de l'influence des nombreuses coupures utilisées (c.f. section 5.2) ne peut être envisageable que si le nombre d'événements analysés est plus conséquent. La figure 5.25 montre que les taux de production et la température sont fortement corrélés et on peut donc être amené à reconsidérer l'interprétation proposée dans les paragraphes précédents. Cependant, à titre d'élément de réponse, l'étude relative aux Ξ, qui bénéficie d'une statistique plus favorable et utilise des sélections similaires, conduit à une erreur systématique inférieure à 20% [CAS02]. Le fait que les résultats du RHIC soient à la fois en bon accord avec des modèles de coalescence (contrairement à ceux du SPS) ainsi qu'avec les différents modèles thermiques doit interpeller sur la manière de les contraindre plus encore. Quels sont donc les analyses complémentaires qui pourraient aider à y voir plus clair?

6.3.1 Dans STAR: année II et collisions p-p

La deuxième série de prise de données s'est achevée en début d'année 2002, enregistrant près de 4 M d'événements centraux et autant de "minimum bias". L'énergie des faisceaux a été portée à 100 GeV qui est la valeur nominale du RHIC. En outre, le RHIC a pu remédier à l'importante fluctuation longitudinale du point d'interaction (en comparaison avec la figure 5.1, l'écart-type est maintenant de l'ordre d'une vingtaine de cm). Ainsi, les nouveaux résultats attendus bénéficient d'une meilleure statistique, d'une plus grande énergie dans le centre de masse et d'une meilleure exploitation de la couverture angulaire. De plus, de nouveaux détecteurs, notamment le trajectographe interne décrit dans la section 2.3.4 (voir figure 6.7), sont dorénavant inclus et devraient fortement contribuer à l'amélioration des taux de reconstruction des particules étranges [PIN00, JON00]. De surcroît, le SVT va permettre d'effectuer des mesures à basse impulsion transverse et donc de vérifier si le paramètre de pente inverse des Ω change pour cette région.

On estime d'ores et déjà que près de 4000 Ω devraient pouvoir être identifiés soit plus d'un

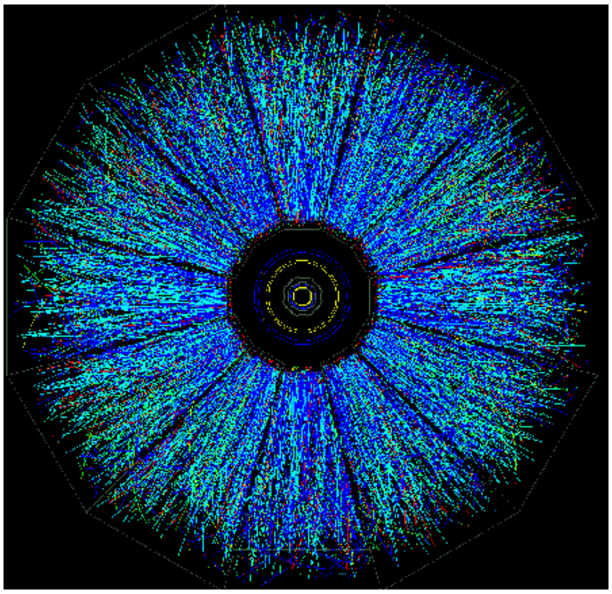


FIG. 6.7: *Evénement Au-Au à 200 GeV dans STAR reconstruit par L3 avec la configuration année II. Le trajectographe interne (*SVT*), dorénavant présent au centre de l'expérience, devrait fortement améliorer les taux de reconstruction des particules multi-étranges.*

facteur 10 comparé aux résultats présentés ici. Ceci devrait permettre de répondre à plusieurs questions laissées en suspens.
La première concerne la dépendance en centralité des taux de production ainsi que du rapport $\overline{\Omega}^+/\Omega^-$. Montrer que l'on n'observe aucune variation entre les collisions centrales et les plus périphériques permettrait de dire que les mécanismes de production sont à la fois compris (principalement par production de paire) et les mêmes pour les Ω^- et les $\overline{\Omega}^+$.

A terme et comme nous l'avons souligné à la fin du paragraphe 6.2.2, ceci doit être complété par l'étude de collisions à plus faible énergie et vérifier s'il n'existe pas un seuil de production.
La deuxième est relative à la dépendance en rapidité. Les baryons Λ et Ξ présentent un rapport $\overline{B}/B$ constant en fonction de la rapidité [ADL02e]. Ce résultat peut paraître surprenant puisque contrairement aux Ω, les mécanismes de productions des Λ et $\overline{\Lambda}$ (et dans une moindre mesure des Ξ et $\overline{\Xi}$) sont a priori différents: une partie du nombre baryonique initial devrait être visible aux rapidités plus élevés et donc conduire à un rapport $\overline{B}/B$ plus faible lorsque la rapidité augmente. Le rapport des Ω devrait, quant à lui, rester constant.
Enfin, nous avons vu que la température des Ω pouvait signifier une nouvelle composante du flow transverse propre cette fois à la présence d'une phase partonique. Une confirmation de ce résultat, appuyé par des erreurs statistiques plus faibles, une discrétisation plus fine en masse transverse, une pleine compréhension de la systématique, ainsi que les mesures relatives aux saveurs plus lourdes [BUG02] constituerait un fait important.

Il faut aussi souligner que la deuxième année de fonctionnement de STAR a permis d'enregistrer des collisions p-p. S'il parait difficile d'affirmer qu'un signal relatif aux Ω puisse être visible dans près de 15 M de collisions, les résultats propres à NA49 [BAR02] semblent indiquer que leur recherche est néanmoins possible dans STAR. Parallèlement, des calculs basés sur l'approche de Gribov-Regge soutiennent qu'une alternative est possible à l'éventuelle production de $H0$ liée à des phénomènes de distillation. En particulier, les taux de production issus des collisions p-p aux énergies du RHIC avoisineraient ceux des particules Ω [BLE02]. Cela dit, une difficulté supplémentaire proviendrait de la dépendance en rapidité attendue mais l'enjeu justifie certainement les efforts nécessaires. Pour finir, nous avons vu que les expériences du SPS constituent une référence importante. A l'instar de WA97, les collisions p-p et $p-A$ sont indispensables pour clarifier un quelconque accroissement de l'étrangeté. On mettrait ainsi en évidence une hiérarchie dans les taux de production relatifs et montrerait, (cf 1.2) que l'équation 6.5 ci-dessous est une bonne approximation de l'équation 1.6:

$$\frac{\Omega/\Xi|_{AA}}{\Omega/\Xi|_{pp}} > \frac{\Xi/Y|_{AA}}{\Xi/Y|_{pp}} > 1 \tag{6.5}$$

où il est très probable que les collisions p-p ne peuvent créer un QGP.

6.3.2 Les futures expériences: Alice et GSI

Il a été vu sur le diagramme de phase de la figure 6.2 que de l'augmentation de l'énergie des faisceaux résultait une diminution du potentiel chimique baryonique. La valeur obtenue, proche de zéro, correspond à la région de validité des calculs LQCD. Le fait que l'on se situe alors, au freeze-out chimique, à la limite de déconfinement prédite suggère que le système était à l'origine soumis à une température encore plus élevée. Le collisionneur LHC en cours de construction au CERN a pour objectif d'atteindre une énergie dans le centre de faisceau d'environ $5,5\ TeV$ et doit être opérationnel à l'horizon 2007-2008. Le tableau suivant permet de comparer les différentes caractéristiques des accélérateurs d'ions lourds:

TAB. 6.3: *Caractéristiques principales des différents accélérateurs d'ions lourds.*

	Caractéristiques	
Accélérateur	$\sqrt{s_{NN}}$ $[GeV]$	ϵ $[GeV/fm^3]$
AGS	$4,9$	~ 1
RHIC	130 200	~ 5
SPS	$17,4$	~ 3
LHC	5500	~ 10

Ainsi, la densité d'énergie disponible au LHC devrait permettre de largement dépasser la transition de phase. Des collisions d'ions lourds y auront lieu près de 4 semaines par an et l'expérience Alice (A Large Ion Collider Experiment, [SCH94, SCH02]) aura pour but de prendre le relai des expériences du RHIC.
Enfin, de manière à pouvoir d'explorer le diagramme des phases pour une plus faible température mais un potentiel chimique baryonique plus élevé, le GSI prépare un nouveau projet [AIA01] de grand intérêt (voir référence [PBM01]) puisqu'ainsi, dans un futur relativement proche, une cartographie quasi-complète de la zone de transition de phase devrait pouvoir être tracée.

Conclusion

Je me repens d'avoir assombri ma jeunesse,
d'avoir préféré l'imaginaire au réel,
de m'être détourné de la vie.
Les nouvelles nourritures, Livre Troisième, III.
André Gide.

Les baryons étranges constituent une sonde particulièrement intéressante pour étudier les mécanismes de réaction qui se produisent dans les collisions d'ions lourds et en extraire des informations sur l'état des systèmes formés. À ce titre, le baryon Ω et son anti-particule $\overline{\Omega}^{+}$, entièrement composés de quarks créés lors de la collision, jouent un rôle privilégié. Il était donc extrêmement important de mesurer ces particules dès de la première année de fonctionnement du RHIC à l'énergie de 130 GeV.
Malgré le faible nombre d'événements collectés à cette énergie, nous avons réussi à produire cette mesure ainsi que comparer la production de Ω^{-} et de $\overline{\Omega}^{+}$. Le rapport $\overline{\Omega}^{+}/\Omega^{-}$ a permis de compléter les analyses en terme de composition chimique du système, effectuées au moyen des autres rapports anti-baryon/baryon dans ce type de collision.
Des taux de production corrigés prennant en compte l'acceptance et l'efficacité du détecteur ont également pu être obtenus à rapidité centrale et pour les collisions les plus frontales. Ainsi, nous avons pu comparer ces différentes valeurs à celles d'expériences antérieures à plus faible énergie. Il apparait que la production de Ω augmente ainsi de près d'un facteur 2 entre les collisions les plus centrales du SPS à $17,4$ GeV et celles du RHIC à 130 GeV même si cette production rapportée au nombre de hadrons produits semble constante.

La plupart des modèles semblent en accord avec les mesures réalisées, et celà, malgré des hypothèses variant notablement: malheureusement une des raisons est l'absence d'une statistique suffisante. Parmi ces modèles, certains supposent l'existence d'une phase de partons déconfinés, tandis que d'autres font l'hypothèse que le système est resté durant toute son évolution dans une phase hadronique. D'autres encore et un bon nombre se contentent de décrire la hadronisation indépendamment des premiers instants de la boule de feu. Beaucoup d'éléments laissent à penser que cette hadronisation est le fait d'un système thermalisé. Le fait qu'un modèle de coalescence commence à reproduire certaines mesures constitue manifestement une avancée considérable dans la recherche du *QGP*. Cependant, une constatation s'impose: cet accord important avec les modèles ne donne qu'une représentation "floue" du système créé. Pour contraindre davantage, l'utilisation des hypérons Ω est une étape importante. Sachant qu'il ne nous a été permis d'étudier qu'un faible nombre de collisions et qu'il ne s'agit là que de la première année de prise de données de STAR, il y a tout lieu de penser qu'une discrimination entre ces modèles sera possible très prochainement.
Néanmoins, il apparait d'ores et déjà certains éléments intéressants. La production relative de Ω/Ξ en fonction de l'énergie semble indiquer une forme de saturation de l'étrangeté. Parallèlement les Ω paraissent se démarquer de la dynamique d'ensemble avec un flow sensiblement plus élevé que celui des autres baryons étranges.
Ceci est-il une simple conséquence d'un manque de précision de la mesure ou la signature d'un phénomène nouveau? Les prochaines données de STAR devraient pouvoir trancher. La mise en évidence d'un accroissement de l'étrangeté et d'une dépendance de cet effet en fonction du type d'hypérons nécessite la comparaison avec les données émanant de collisions p-p. Ces données sont en cours d'analyse et devraient également apporter des éléments de réponse en attendant l'étude de collisions p-A.

Parallèlement à l'étude de la production d'hypérons, nous avons également évalué la sensibilité de STAR à la recherche du dibaryon H0 métastable dans le canal $H0 \to \Lambda\, p\, \pi$. Notre conclusion est que la découverte de tels objets dans STAR est possible si leur taux de production est supérieur à 10^{-2} par événement. Cette mesure nécessite un nombre important de collisions centrales ($\sim 10^{7}$) et doit donc recouvrir plusieurs années de prise de données au RHIC. Une analyse préliminaire des données disponibles n'indique aucun signal significatif pouvant correspondre à cette hypothétique particule. La recherche de résonances $H0 \to \Lambda\,\Lambda$ s'est également révélée infructueuse. Cependant, dans les deux cas, la statistique disponible est loin de celle compatible avec l'étude de sensibilité et ici encore les prochains résultats de STAR pourront très certainement contribuer à l'avancement de nos connaissances.

Pour terminer, seule la construction d'une image expérimentale complète permettra de tirer des conclusions robustes quant à la nature du système. Dans ce contexte, une nouveauté apportée par les expériences du RHIC se rattache à l'étude des phénomènes durs. Ces derniers se traduisent par une évolution particulière des spectres en impulsion transverse. On a tout lieu de penser que l'étude des particules étranges s'intégrera pleinement dans ce cadre.

Annexe A.

Eléments de cinématique

A.1 Masse transverse et Rapidité

Le quadrivecteur énergie-impulsion d'une particule se note $\underline{p} = (E, \vec{p})$ dans un référentiel $\mathcal{R}$. Son carré est un invariant de Lorentz égal au carré de la masse de la particule:

$$\underline{p}^2 = E^2 - \vec{p}^2 = M^2$$

Il est commun d'utiliser la masse transverse M_t (ou $M_\perp$) de la particule définie de la manière suivante:

$$\begin{aligned} E^2 &= M^2 + \vec{p}^2 \\ &= (M^2 + p_x^2 + p_y^2) + p_z^2 \\ &= M_t^2 + p_z^2 \quad \text{soit} \quad M_t = \sqrt{p_x^2 + p_y^2 + M^2} \end{aligned} \tag{A.1}$$

La rapidité y se définit alors comme l'angle de rotation d'une transformation de Lorentz. Cette variable a l'avantage d'être facilement transformable lors d'un passage d'un référentiel $\mathcal{R}$ à un référentiel $\mathcal{R}'$ en translation l'un par rapport à l'autre:

$$y|_{\mathcal{R}} \quad \longmapsto \quad y|_{\mathcal{R}'} - \tanh^{-1}(\beta)$$

avec $\beta = \frac{v}{c}$, la célérité de $\mathcal{R}'$ en translation dans $\mathcal{R}$. Le quadrivecteur énergie-impulsion peut donc se récrire en fonction de la masse transverse et de la rapidité lorsque cette dernière s'exprime par rapport l'axe z:

$$\underline{p} = \begin{cases} E = M_t \cosh y \\ \vec{p} \quad (p_z = M_t \sinh y,\ p_x,\ p_y) \end{cases}$$

Ainsi dans le cas d'une collision où l'axe z est choisi comme étant l'axe du faisceau, on a:

$$\frac{p_z}{E} = \frac{M_t \sinh y}{M_t \cosh y} = \tanh y \quad \text{et donc} \quad y = \tanh^{-1}\left(\frac{p_z}{E}\right)$$

Ce qui peut aussi s'écrire:

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z} \tag{A.2}$$

Soit l'angle θ que fait la particule avec l'axe du faisceau i.e. $\cos\theta = \frac{p_z}{p}$, dans le cas où $p \gg M$ et $\theta \gg \frac{1}{\gamma}$, on a:

$$y \approx -\ln\left(\tan\frac{\theta}{2}\right) = \eta \tag{A.3}$$

où la pseudorapidité η est indépendante de la masse contrairement à y.

On peut très simplement appliquer ceci pour calculer la rapidité maximale atteint au RHIC qui n'est rien d'autre que celle du faisceau:

$$y = \frac{1}{2}\ln\frac{1+\beta}{1-\beta}$$

et avec: $E_{TOT} = E_C + E_M \simeq (100+1)GeV/u$, on a: $\gamma = \frac{E_{TOT}}{E_M} \simeq 101$ et puisque $\beta = \sqrt{1-\gamma^{-2}}$, on aboutit à:

$$y_{max} \simeq 5,3$$

A.2 Paramètre de pente inverse

La description de l'émission d'une particule est généralement réalisée dans une espace de phase dont les deux dimensions sont la rapidité et la masse transverse. A partir de la section efficace totale, on peut pour des raisons de symétrie cylindrique écrire:

$$E\frac{d^3\sigma}{dp^3} = E\frac{d^2\sigma}{2\pi p_t dp_t dp_z}$$

Nous avons vu que $p_z = Mt\sinh y$, ce qui implique donc que $dp_z/dy = M_t sinhy = E$. Il est ainsi possible de remplacer au dénominateur: $dp_z = Edy$ puis en simplifiant E, on obtient:

$$\begin{aligned} E\frac{d^3\sigma}{dp^3} &= const\ \frac{1}{2\pi p_t}\frac{d^2N}{dydp_t} \\ &= const\ m_t\sum_{n=1}^{\infty}(\mp)^{n+1}K_1(n\frac{m_t}{T}) \end{aligned}$$

où K_1 est une fonction de Bessel modifiée et T la température de la particule étudiée, communément appelée paramétre de pente inverse. On réalise souvent l'approximation suivante:

$$\frac{1}{2\pi p_t}\frac{d^2N}{dydp_t} \propto e^{-\frac{m_t}{T}} \tag{A.4}$$

Et en utilisant la relation A.1 qui donne $p_t dp_t = m_t dm_t$:

$$\frac{1}{2\pi m_t}\frac{d^2N}{dydm_t} \propto e^{-\frac{m_t}{T}} \tag{A.5}$$

L'intégration par partie suivant m_t peut être réalisée au moyen d'un changement d'un changement de variable ($x = \frac{m_t}{T}$ puis $u = x$, $du = dx$, $dv = e^{-x}$ et $v = -e^{-x}$):

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dy} &= 2\pi A\int_{m0}^{\infty} m_t\, e^{-\frac{m_t}{T}}\, dm_t \\ &= ... \end{aligned}$$

$$\frac{dN}{dy} = 2\pi A(Tm_0 + T^2)e^{-\frac{m_0}{T}} \tag{A.6}$$

Le coéfficient A peut ainsi être extrait de A.6 et utilisé dans A.5:

$$\frac{1}{2\pi m_t}\frac{d^2N}{dydm_t} = Ae^{-\frac{m_t}{T}} \quad \text{et avec} \quad A = \frac{dN/dy}{2\pi(Tm_0+T^2)}e^{-\frac{m_0}{T}}$$

La partie de gauche de l'équation A.7 est le spectre en masse transverse obtenu après corrections. Les deux paramètres que l'on cherche à déterminer, c'est-à-dire le taux de production $[dN/dy]$ ainsi que le paramètre de pente inverse $[T]$ (en MeV), sont notés entre crochets:

$$\frac{1}{2\pi m_t}\frac{d^2N}{dydm_t} = \frac{[dN/dy]}{2\pi[T](m_0+[T])}e^{-\frac{(m_t-m_0)}{[T]}}$$

En dernier lieu, il est nécessaire de normaliser puisque le taux de production corrigé est intégré sur N événements. L'ajustement final est donc le suivant:

$$\frac{1}{2\pi\ m_t\ N_{evt}}\frac{d^2N}{dydm_t} = \frac{[dN/dy]}{2\pi[T](m_0+[T])}e^{-\frac{(m_t-m_0)}{[T]}} \qquad \text{(A.7)}$$

A.3 Désintégration à deux corps

L'étude d'une désintégration à deux corps peut se réaliser soit dans le référentiel du laboratoire soit dans le référentiel du centre de masse (voir figure A.1). On repère les angles des produits

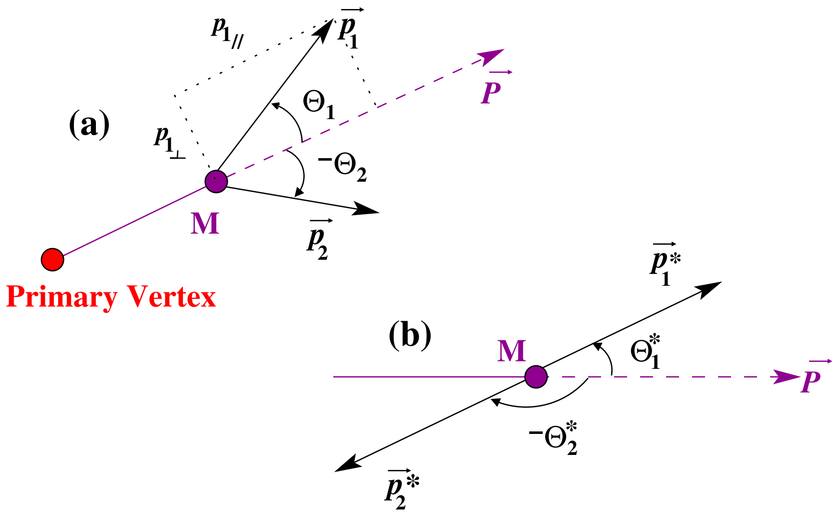


FIG. A.1: *Schématisation d'une désintégration à deux corps dans le référentiel du laboratoire (a) et dans le référentiel prôpre de la particule se désintégrant (b).*

de décroissance à partir de l'impulsion de la particule qui se désintègre et on les note Θ_i dans le référentiel du laboratoire et Θ_i^* dans le référentiel du centre de masse ($i = 1, 2$ est l'indice correspondant à chacune des particules filles).
Par définition, l'étape de reconstruction permet de déterminer la masse invariante de la particule se désintégrant à partir des caractéristiques cinématiques des particules filles.

$$M^2 = (\underline{p}_1 + \underline{p}_2)^2 = m_1^2 + m_2^2 + 2(E_1E_2 - \vec{p}_1.\vec{p}_2) \qquad \text{(A.8)}$$

Il est alors nécessaire de faire une hypothèse sur les masses des particules détectées m_1 et m_2, ce qui a pour première conséquence qu'à chaque *Xi vertex*, deux masses invariantes reconstruites peuvent lui être associées:

$$\begin{aligned} M_\Xi^2 &= m_\Lambda^2 + m_{\pi^-}^2 + 2(E_\Lambda E_{\pi^-} - \vec{p}_\Lambda.\vec{p}_{\pi^-}) \\ M_\Omega^2 &= m_\Lambda^2 + m_{K^-}^2 + 2(E_\Lambda E_{K^-} - \vec{p}_\Lambda.\vec{p}_{K^-}) \end{aligned} \quad (A.9)$$

Ainsi pour chaque candidat, il est possible de représenter ces deux masses l'une en fonction de l'autre. La figure A.2 montre des particules Ω^- simulées en fonction de l'hypothèse de masse réalisée.

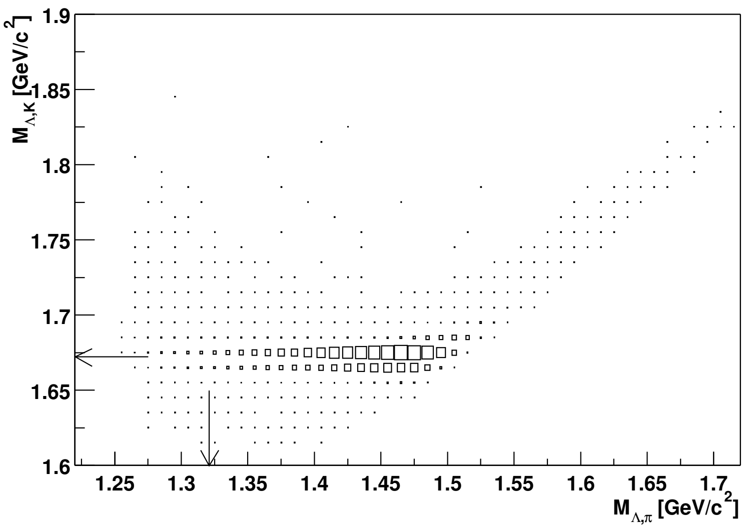


FIG. A.2: *Représentation de particules Ω simulées en fonction des deux hypothèses de masse. Les flèches indiquent les masses effectives des particules Ξ et Ω. La dispersion et les limites cinématiques sont liées respectivement à la résolution et à l'acceptance du détecteur.*

La représentation dite d'Armenteros-Podolanski permet aussi, en fonction de considérations cinématiques, de faire la distinction entre deux particules reconstruites d'hypothèses de masse différentes. On représente alors la projection transverse pt_{arm} de l'impulsion d'un des produits de décroissance en fonction d'une variable α définie par:

$$\alpha = \frac{p_{1\parallel} - p_{2\parallel}}{p_{1\parallel} + p_{2\parallel}} \quad (A.10)$$

où $p_{i\parallel}$ est la projection parallèle de la particule i selon la direction de l'impulsion de la particule se désintégrant. On peut utiliser les notations suivantes pour exprimer les caractéristiques cinématiques des produits de décroissance dans le référentiel (R_{CDM}) du centre de masse (voir figure A.1.b):

$$\begin{aligned} ||\vec{p}_1|| &= ||\vec{p}_2|| = p \\ p_{1\parallel} &= p\cos\Theta^* = p\cos\Theta^* \\ p_{1\perp} &= pt_{arm} = p\sin\Theta^* \\ E_1 &= \sqrt{p^2 + m_1^2} \end{aligned} \quad (A.11)$$

Il est important de remarquer que dans R_{CDM}, $p_1 = p_2$ et qu'il ne sera plus précisé le référentiel (les variables sont exprimées par défaut dans R_{CDM}) sauf lorsque cela est indispensable. Le référentiel de l'expérience R_{LAB} est en translation par rapport à R_{CDM} et on peut passer par transformation de Lorentz spéciale de l'un à l'autre:

$$\begin{aligned}
\vec{p}_{1\,\text{LAB}} &= \gamma\vec{p}_1 + \beta\gamma E_1 \\
p_{1\parallel\,\text{LAB}} &= \gamma p\cos\Theta^* + \beta\gamma E_1 \\
p_{1\perp\,\text{LAB}} &= pt_{arm} = p\sin\Theta^*
\end{aligned}$$

Comme $p_{1\parallel} = -p_{2\parallel}$, on a:

$$\begin{aligned}
p_{2\parallel\,\text{LAB}} &= -\gamma p\cos\Theta^* + \beta\gamma E_2 \\
(p_{1\parallel} - p_{2\parallel})_{\text{LAB}} &= 2\gamma p\cos\Theta^* + \beta\gamma(E_1 - E_2) \\
(p_{1\parallel} + p_{2\parallel})_{\text{LAB}} &= \beta\gamma M = P
\end{aligned}$$

Ce qui permet de réaliser le rapport des deux dernières égalités et ainsi d'écrire:

$$\alpha = a\cos\Theta^* + b \tag{A.12}$$

avec $a = \frac{2p_1}{\beta M}$ et $b = \frac{E_1-E_2}{M}$. En utilisant $\cos\Theta^{*2} + \sin\Theta^{*2} = 1$, on retrouve l'équation d'une ellipse:

$$\left(\frac{\alpha - b}{a}\right)^2 + \left(\frac{pt_{arm}}{p}\right)^2 = 1 \tag{A.13}$$

On obtient ainsi les courbes de la figure A.3 respectivement dans les cas des $V0$ et des Xi.

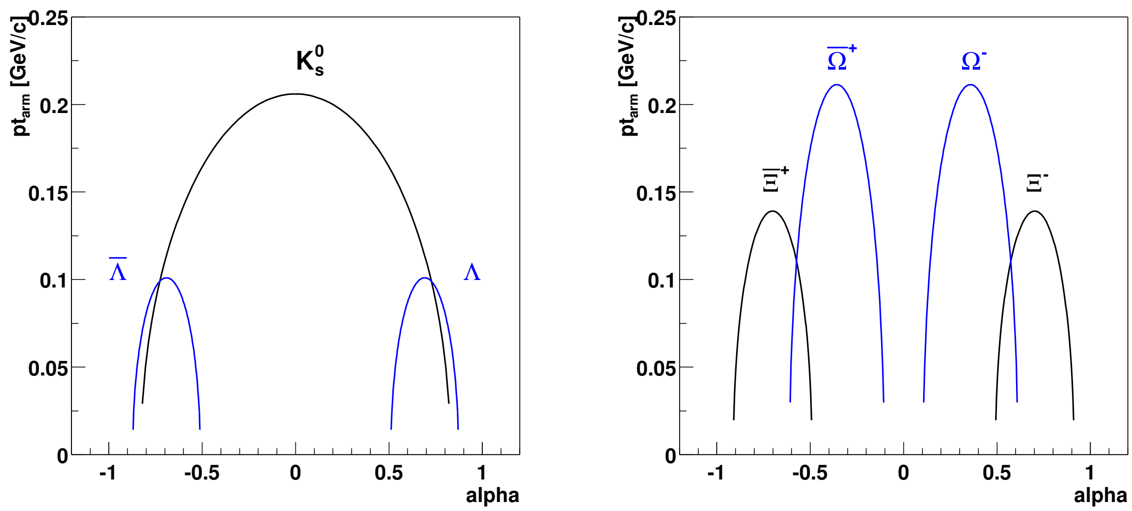


FIG. A.3: *Courbes théoriques d'Armenteros-Podolanski dans le cas des $V0$ vertex (K_s^0 et Λ à gauche) et des Xi vertex (Ω et Ξ à droite).*

Les maxima pour les différentes particules présentes correspondent aux valeurs d'impulsion dans le centre de masse liées aux chaleurs de réaction de la désintégration. Elles sont résumées dans le tableau A.1. Dans les deux cas, les courbes se superposent localement ce qui signifie

TAB. A.1: *Impulsions des produits de désintégration dans le centre de masse de la particule.*

Particule	K_s^0	Λ	Ξ^-	Ω^-
p (MeV/c)	206	101	139	211

qu'il est parfois impossible de faire la distinction entre les deux hypothéses de masses possibles en fonction de critères purement cinématiques et dès lors une identification supplémentaire par dE/dx peut s'avérer utile.

Bibliographie

Il est bien des choses que je veux,
une fois pour toutes, ne point savoir.
La sagesse fixe des limites même à la connaissance.
Götzen-Dämmerung. Friedrich Nietzsche.

Bibliographie

[AIA01] *An International Accelerator Facility for Beams of Ions and Antiprotons*, Conceptual Design Report, GSI Nov 2001 (http://www.gsi.de/GSI-Future/cdr/).

[ABR00] M.C. Abreu et al. (NA50 Collaboration), *Evidence for deconfinement of quarks and gluons from the J/Ψ suppression pattern measured in Pb-Pb collisions at the CERN-SPS*, Phys. Lett. B **477** (2000), p. 28-36.

[ADL01a] C. Adler et al., *The RHIC zero degree calorimeters*, Nucl. Instr. and Meth. A **470** (2001), p. 488-499.

[ADL02a] C. Adler et al. (STAR Collaboration), *Kaon Production and Kaon to Pion Ratio in Au+Au Collisions at* $\sqrt{s_{NN}} = 130GeV$, to be submitted to Phys. Lett. B.

[ADL02b] C. Adler et al. (STAR Collaboration), *K*(892)^0 Production in Relativistic Heavy Ion Collisions at* $\sqrt{s_{NN}} = 130GeV$, to be submitted to Phys. Rev. Lett. on 22 May 2002.

[ADL02d] C. Adler et. al. (STAR Collaboration), *Mid-Rapidity ϕ Production in Au+Au Collisions at* $\sqrt{s_{NN}} = 130GeV$, Phys. Rev. C **65** (2002) 041901(R).

[ADL02c] C. Adler et al. (STAR Collaboration), *Mid-rapidity Λ and $\overline{\Lambda}$ Production in Au+Au Collisions at* $\sqrt{s_{NN}} = 130GeV$, Phys. Rev. Lett. **89** (2002), 092301.

[ADL02e] C. Adler et al. (STAR Collaboration), *Strange anti-particle to particle ratios at mid-rapidity in* $\sqrt{s_{NN}} = 130GeV$ *Au+Au Collisions*, to be submitted to Phys. Lett. B.

[AFA99] S. Afanasiev et al. (NA49 Collaboration), *The NA49 large acceptance hadron detector*, Nucl. Instr. and Meth. A **430** (1999), p. 210-244.

[AGG00] M.M. Aggarwal et al. (WA98 Collaboration), *Observation of Direct Photons in Central 158A GeV $^{208}Pb+^{208}Pb$ Collisions*, Phys. Rev. Lett. **85** (2000), p. 3595-3599.

[AKA95] G. Akachiev et al. (WA98 Collaboration), *Enhanced Production of Low-Mass Electron Pairs in 200 GeV/Nucleon S-Au Collisions at the CERN Super Proton Synchrotron*, Phys. Rev. Lett. **75** (1995), p. 1272-1275.

[ALB95] T. Alber et al. (NA49 Collaboration),
Transverse Energy Production in $^{208}Pb + Pb$ Collisions at 158 GeV per Nucleon,
Phys. Rev. Lett. **75** (1995), p. 3814-3817.

[AMS98] C. Amsler and C.G. Wohl,
Quark Model,
Eur. Phys. J. C. **13** (2000), p. 117-120.

[AND94] E. Andersen et al. (NA36 Collaboration),
Production of Λ, $\overline{\Lambda}$, and Ξ^-, $\overline{\Xi}^+$ particles in S+Pb collisions at 200-GeV/c per nucleon. (NA36 Collaboration),
Phys. Lett. B. **327** (1994), p. 433-438.

[AND98] E. Andersen et al. (WA97 Collaboration),
Enhancement of central Λ , Ξ and Ω yields in Pb-Pb collisions at 158 A GeV/c,
Phys. Lett. B. **433** (1998), p. 209-216.

[ANT95] F. Antinori et al. (WA97 Collaboration),
First results from the 1994 lead beam run of WA97,
Nucl. Phys. A **590** (1995), p. 139-146.

[APP98] H. Appelshäuser et al. (NA49 Collaboration),
ϕ emission in central Pb+Pb collisions at 158GeV/u,
Nucl. Phys. A **638** (1998), p. 431-434.

[ARM99] T.A. Amstrong et al. (E864 Collaboration),
Search for neutral strange quark matter in high energy ion collisions,
Phys. Rev. C **59** (1999), p. R1829-R1833.

[AUR92] P. Aurenche et al.,
Multiparticle production in a two-component dual parton model,
Phys. Rev. D **45** (1992), p. 92-105.

[BAL98] A.J. Baltz, C. Chasman and S.N. White,
Correlated forward-backward dissociation and neutron spectra as a luminosity monitor in heavy-ion colliders,
Nucl. Instr. and Meth. A **417** (1998), p. 1-8.

[BAR02] D. Barna et al. (NA49 Collaboration),
Strange Particle Production in Nuclear Collisions at CERN-NA49,
Proceedings of Rencontres de Moriond (2002), hep-ex/0205042.

[BAR93] J. Barrette et al. (E877 Collaboration),
Measurement of transverse energy production with Si and Au beams at relativistic energy: Towards hot and dense hadronic matter,
Phys. Rev. Lett. **70** (1993), p. 2996-299.

[BAS98] S.A. Bass et al.,
Microscopic Models for Ultrarelativistic Heavy Ion Collisions,
Prog. Part. Nucl. Phys. **41** (1998), p. 255-369.

[BAS00] S.A. Bass and A. Dumitru,
Dynamics of hot bulk QCD matter: From the quark-gluon plasma to hadronic freeze-out,
Phys. Rev. C **61** (2000), 064909.

[BAU92] W. Bauer, C.K. Gelbke and S. Pratt,
Hadronic Interferometry in Heavy-Ion Collisions,
Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **42** (1992), p. 77-100.

[BEA97] I.G. Bearden et al. (NA44 Collaboration),
Collective Expansion in High Energy Heavy Ion Collisions,
Phys. Rev. Lett. **78** (1997), p. 2080-2083.

[BEC01] F. Becattini, J. Cleymans, A. Keränen, K. Redlich and E. Suhonen,
Features of particle multiplicities and strangeness production in central heavy ion collisions between 1.7A and 158A GeV/c,
Phys. Rev. C **64** (2000), 024901.

[BIA98] A. Bialas,
Quark model and strange baryon production in heavy ion collisions,
Phys. Lett. B **442** (1998), p. 449-452.

[BIR02] T.S. Biró, P. Lévai and J. Zimányi,
Quark coalescence in the mid-rapidity region at RHIC,
J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **28** (2002), p. 1561-1566.

[BJO83] J.D. Bjorken,
Highly relativistic nucleus-nucleus collisions: The central rapidity region,
Phys. Rev. D **27** (1983), p. 140-151.

[BLA99] J-P. Blaizot,
Signals of the quark-gluon plasma in nucleus-nucleus collisions,
Nucl. Phys. A **661** (1999), p. 3-12.

[BLE02] M. Bleicher et al.,
A Novel Mechanism of H^0 Di-baryon Production in Proton-Proton Interactions from Parton Based Gribov-Regge Theory,
hep-ph/0205182.

[BLZ95] T.S. Biró, P. Lévai and J. Zimányi,
ALCOR: a Dynamic Model For Hadronization,
Phys. Lett. B **347** (1995), p. 6-12.

[BLZ99] T.S. Biró, P. Lévai and J. Zimányi,
Hadronization with a confining equation of state
Phys. Rev. C **59** (1999), p. 1574-1584.

[BLU94] W. Blum and L. Rolandi,
Particle Detection with Drift Chambers,
Springer Verlag (1994).

[BOY95] G. Boyd et al.,
Equation of State for the SU(3) Gauge Theory,
Phys. Rev. Lett. **75** (1995), p. 4169-4172.

[BOY96] G. Boyd et al.,
Thermodynamics of SU(3) lattice gauge theory,
Nucl. Phys. B **469** (1996), p. 419-444.

[BRO01] W. Broniowski and W. Florkowski,
Description of the RHIC $p_\perp$ *Spectra in a Thermal Model with Expansion*,
Phys. Rev. Lett. **87** (2001), 272302.

[BRO02a] W. Broniowski and W. Florkowski,
Description of strange particle production in $Au{+}Au$ *collisions of* $\sqrt{s} = 130GeV$ *in a single-freeze-out model*,
Phys. Rev. C **65** (2002), 064905.

[BRO02b] W. Broniowski, W. Florkowski and M. Michalec,
Thermal Analysis of Particle Ratios and p_perp *Spectra at RHIC*,
Acta Phys. Pol. B **33** (2002), p. 761-769.

[BUG02] K.A Bugaev M. Gazdzicki and M.I Gorenstein,
Ω, J/Ψ *and* Ψ' *Transverse Mass Spectra at RHIC*,
Phys. Lett. B **544** (2002), p. 127-131.

[CAI99] H. Caines et al. (E896 Collaboration),
First results from the H0 di-baryon search and hyperon production measurements by the AGS Experiment 896,
Nucl. Phys. A **661** (1999), p. 170c-176c.

[CAL96] R. Caliendro et al. (NA57 Collaboration),
Study of strange and multistrange particles in ultrarelativistic nucleus-nucleus collisions,
CERN/SPSLC/96-40, Proposal P300 (1996).

[CAP99] A. Capella and C.A. Salgado,
Baryon stopping and hyperon enhancement in the improved dual parton model,
Phys. Rev. C **60** (1999), 054906.

[CAP02] A. Capella, C. A. Salgado and D. Sousa,
Strange particle production at RHIC in the Dual Parton Model,
nucl-th/0205014.

[CAR01] N. Carrer et al. (NA57 Collaboration),
Determination of the event centrality in the WA97 and NA57 experiments.,
J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **27** (2001), p. 391-396.

[CAS96] W. Cassing et al.,
Analysis of the HELIOS-3 $\mu^+\mu^-$ *data within a relativistic transport approach*,
Phys. Lett. B **377** (1996), p. 5-10.

[CAS02] J.E. Castillo y Castellano,
Production des particules doublement étranges dans les Collisions d'Ions Lourds Ultra-relativistes à $\sqrt(s_{NN}) = 130\ GeV$,
Thése de l'Université Paris VII (2002).

[CAL01] M. Calderon de la Barca Sánchez,
Charged Hadron Spectra in Au-Au Collisions at $\sqrt(s_N N) = 130\ GeV$,
PhD Thesis, Yale University (2001).

[CHI79] S.A. Chin and A.K. Kerman,
Possible Long-Lived Hyperstrange Multiquark Droplets,
Phys. Rev. Lett. **43** (1979), p. 1292-1295.

[CHO74a] A. Chodos, R.L. Jaffe, K. Johnson, C.B. Thorn and V.F. Weisskopf,
New extended model of hadrons,
Phys. Rev. D **9** (1974), p. 3471-3495.

[CHO74b] A. Chodos, R.L. Jaffe, K. Johnson and C.B. Thorn,
Baryon structure in the bag theory,
Phys. Rev. D **10** (1974), p. 2599-2604.

[CLE99] J. Cleymans and K. Redlich,
Chemical and thermal freeze-out parameters from 1A to 200A GeV,
Phys. Rev. C **60** (1999), 054908.

[CLE02] J. Cleymans,
Chemical equilibrium from SIS to RHIC,
J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **28** (2002), p. 1575-1582.

[COF97] J.P. Coffin and C. Kuhn,
Search for exotic strange matter in the ALICE and STAR experiments at the LHC and RHIC heavy-ions colliders,
J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **23** (1997), p. 2117-2125.

[DEG75] T. DeGrand, R. L. Jaffe, K. Johnson and J. Kiskis,
Masses and other parameters of the light hadrons,
Phys. Rev. D **12** (1975), p. 2060-2076.

[DET83] C.E. DeTar and J.F. Donoghue,
Bag models of hadrons,
Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **33** (1983), p. 235-264.

[DON86] J.F. Donoghue, E. Golowich and B.R. Holstein,
Weak decays of the H dibaryon,
Phys. Rev. D, **34** (1986), p. 3434-3443.

[DRE01] H.J. Drescher, M. Hladik, S. Ostapchenko, T. Pierog and K. Werner,
Parton-based Gribov-Regge theory,
Phys. Rep. **350** (2001), p. 93-289.

[DXU01] A. Drees and Zhangbu Xu,
Results from luminosity scans during the RHIC 2000 run,
Proceedings of the 2001 Particle Accelerator Conference, Chicago,
(http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/p01/PAPERS/RPAH116.PDF)

[EIS94] S.E. Eiseman et al. (E810 Collaboration),
Ξ^- *Production in heavy ion collisions at the AGS*,
Phys. Lett. B **325** (1994), p. 322-326.

[ESU99] S. Esumi, S. Chapman, H. van Hecke and N. Xu,
Transverse flow at ultrarelativistic energies,
Phys. Rev. C **55** (1997), R2163-R2166.

[FIN01] R. A. Fini et al. (WA97 Collaboration),
Strange baryon production in Pb-Pb collisions at 158 A GeV/c,
J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **27** (2001), p. 375-381.

[FUR02] M. Furuichi and K. Shimizu,
Description of SU(3) octet and decuplet baryons,
Phys. Rev. C **65** (2002), 025201.

[GAV97] S. Gavin and R. Vogt,
Charmonium Suppression by Comover Scattering in Pb+Pb Collisions,
Phys. Rev. Lett. **78** (1997), p. 1006-1009.

[GAZ99] M. Gazdzicki and M.I Gorenstein,
Evidence for Statistical Production of J/Ψ Mesons in Nuclear Collisions at 158-200A GeV,
Phys. Rev. Lett. **83** (1999), p. 1006-1009.

[GEL64] M. Gell-Mann and Y. Ne'eman,
the EightFold Way,
W.A. Benjamin Inc (1964).

[GRE88] C. Greiner, P. Koch, D-H. Rischke, and H. Stöcker,
Creation of strange-quark-matter droplets as a unique signature for quark-gluon plasma formation in relativistic heavy-ion collisions,
Phys. Rev. D **38** (1988), p. 2797-2807.

[HEI00] U. Heinz and M. Jacob,
Evidence for a New State of Matter: An Assesment of the Results from the CERN Lead Beam Programme,
nucl-th/0002042, 2000.

[HIP00] B. Hippolyte et al,
Silicon Strip Detector Reconstruction Chain for the STAR Experiment,
STAR Note 427, 2000.

[HUO01] P. Huovinen, P.V. Ruuskanen and S.S. Rasanen,
Photon emission in heavy ion collisions at the CERN SPS,
Phys. Lett. B **535** (2002), p. 109-116.

[JAF77] R. L. Jaffe,
Perhaps a Stable Dihyperon,
Phys. Rev. Lett. **38** (1977), p. 195-198.

[JON00] P.G. Jones and P.M. Jacobs (STAR Collaboration),
Overview of the status and strangeness capabilities of STAR,
J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **27** (2001), p. 651-658.

[KAH99] D.E. Kahana and S.H.Kahana,
H dibaryon and the hard core,
Phys. Rev. C, **60** (1999), 065206.

[KAR02] F. Karsch,
Lattice Results on QCD Thermodynamics,
Nucl. Phys. A **698** (2002), p. 199c-208c.

[KHA98] D. Kharzeev,
Theoretical Interpretations of J/ψ Suppression: A Summary,
Nucl. Phys. A **638** (1998), p. 279c-290c.

[KOC86] P. Koch, B. Müller and J. Rafelski,
Strangeness in Relativistic Heavy Ion Collisions,
Phys. Rep. **142** (1986), p. 167-262.

[KUH02] C. Kuhn *et al.*,
Search for strange dibaryons in STAR and ALICE,
J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **28** (2002), p. 1707-1714.

[LAM02] M.A.C. Lamont,
Neutral Strange Particle Production in Ultra-relativistic Heavy Ion Collider at $\sqrt{s_{NN}} = 130\ GeV$,
Thèse de l'Université de Birmingham, 2002.

[LAN02] C. Lansdell,
Charged Xi Production in 130 GeV Au+Au Collisions at the Relativistic Heavy Ion Collider,
Thèse de l'Université d'Austin, Texas, 2002.

[LAS99] B. Lasiuk,
The Physics of the Tpc Response Simulator,
(http://www.star.bnl.gov/STAR/comp/simu/TpcRespSim/src/papers/trs_prelim.ps)

[LAS02] B. Lasiuk,
The STAR-Rich detector,
Nucl. Phys. A **698** (2002), p. 452c-455c.

[LET99] J. Letessier and J. Rafelski,
Chemical nonequilibrium and deconfinement in 200A GeV sulphur induced reactions,
Phys. Rev. C **59** (1999), p. 947-954.

[LEN99] B. Lenkeit et al. (CERES-NA45 Collaboration),
Recent results from Pb-Au collisions at 158 GeV/c per nucleon obtained with the CERES spectrometer,
Nucl. Phys. A **661**(1999), p. 23c-32c.

[LIK94] D. Liko,
Track Fitting in the STAR Detector using the Kalman Filter Method,
STAR Note 87, 1994.

[LON02] H. Long,
Mid-rapidity Lambda and Lambda bar Production in Au + Au Collisions at the Relativistic Heavy Ion Collider,
Thèse de l'Université de Californie, Los Angeles (2002).

[MAG01] P. Braun-Munzinger, D. Magestro, K. Redlich and J. Stachel,
Hadron production in Au-Au collisions at RHIC,
Phys. Lett. B **518** (2001), p. 41-46.

[MAG02] D. Magestro,
Evidence for chemical equilibration at RHIC,
J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **28** (2002), p. 1745-1752.

[MAGPr] D. Magestro,
Private Communication.

[MAR92] S. Margetis, W. Wilson, W. Christie, and G. Odyniec,
Strangeness in STAR - An Update,
STAR Note 72, 1992.

[MAR98] S. Margetis,
K0s and Lambdas in STAR TPC,
STAR Note 367, 1998.

[MOR98] D.M. Morrison,
The PHENIX Experiment at RHIC,
Nucl. Phys. A **638** (1998), p. 565c-569c.

[MUL95] B. Müller,
Physics and Signatures of the quark-gluon plasma,
Rep. Prog. Phys. **58** (1995), p. 611-636.

[OLL98] J-Y. Ollitrault,
Flow systematics from SIS to SPS energies,
Nucl. Phys. A **638** (1998), p. 195c-206c.

[ORN89] U. Ornik, F. Pottag and R.M. Weiner,
High-energy heavy-ion reactions and relativistic hydrodynamics in three dimensions,
Phys. Rev. Lett. **63** (1989), p. 2641-2644.

[PAG00] S.D. Paganis, G.W. Hoffmann, R.S. Longacre, R.L. Ray, J.-L. Tang and T. Udagawa,
Can doubly strange dibaryon resonances be discovered at RHIC?,
Phys. Rev. C, **62** (2000), 024906.

[PIN00] W. Pinganaud,
Contributions au développement du détecteur au silicium à micropistes de l'expérience STAR au RHIC,
Thèse de l'Université de Nantes, 2000.

[PBM01] P. Braun-Munzinger and J. Stachel,
Particle Ratios, Equilibration, and the QCD Phase Boundary,
J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **28** (2002), p. 1971-1714.

[RAF82] J. Rafelski and B. Müller,
Strangeness Production in the Quark-Gluon Plasma,
Phys. Rev. Lett. **48** (1982), p. 1066-1069.

[RAF00] J. Rafelski and J. Letessier,
Sudden Hadronization in Relativistic Nuclear Collisions,
Phys. Rev. Lett. **85** (2000), p. 4695-4698.

[RAP97] R. Rapp, G. Chanfray and J. Wambach,
Rho meson propagation and dilepton enhancement in hot hadronic matter,
Nucl. Phys. A **617** (1997), p. 472-495.

[RAY00] R. L. Ray and R. S. Longacre,
MEVSIM A Monte Carlo Event Generator for STAR,
STAR Note 419, 2000.

[RET02] F. Rétière,
The STAR time projection chamber,
Nucl. Phys. A **698** (2002), p. 408c-411c.

[ROS02] T. Roser,
RHIC Performance,
Nucl. Phys. A **698** (2002), p. 23c-28c.

[SAN99] L. Sandor et al. (WA97 Collaboration),
Transverse mass spectra of strange and multiply-strange particles in Pb-Pb collisions at 158 AGeV/c,
Nucl. Phys. A **661** (1999), p. 481c-484c.

[SAT92] H. Satz,
RHIC and LHC: Physics Perspectives,
Nucl. Phys. A **544** (1992), p. 371c-390c.

[SAU00] A.C. Saulys,
Track Fitting in the STAR detector using the Kalman Filter Method,
http://www.star.bnl.gov/STAR/comp/reco/Kalman/StarKalman.ps (2000).

[SCH93b] J. Schaffner, C. B. Dover, A. Gal, C. Greiner and H. Stöcker,
Strange hadronic matter,
Phys. Rev. Lett. **71** (1993), p. 1328-1331.

[SCH00] J. Schaffner-Bielich, R. Mattielo and H. Sorge,
Dibaryons with Strangeness: Their Weak Nonleptonic Decay Using SU(3) Symmetry and How to Find Them in Relativistic Heavy-Ion Collisions,
Phys. Rev. Lett. **84** (2000), p. 4305-4308.

[SCH93a] E. Schnedermann and U. Heinz,
Relativistic hydrodynamics in a global fashion,
Phys. Rev. C **47** (1993), p. 1738-1750.

[SCH94] J. Schukraft,
The ALICE heavy-ion experiment at the CERN LHC,
Nucl. Phys. A **566** (1994), p. 311c-320c.

[SCH02] J. Schukraft,
Heavy Ions at the LHC: Physics perspectives and experimental program,
Nucl. Phys. A **698** (2002), p. 287c-295c.

[SHU92] E. Shuryak,
Two-stage equilibration in high energy heavy ion collisions,
Phys. Rev. Lett. **68** (1992), p. 3270-3272.

[SJO87] T. Sjöstrand and M. van Zijl,
A multiple-interaction model for the event structure in hadron collisions,
Phys. Rev. D **36** (1987), p. 2019-2041.

[SOL98] J. Sollfrank, P. Huovinen and P.V. Ruuskanen,
Mass number scaling in ultra-relativistic nuclear collisions from a hydrodynamical approach,
Eur. Phys. J. C **6** (1998), p. 525-536.

[SPI96] C. Spieles, L. Gerland, H. Stöker, C. Greiner, C. Kuhn and J-P. Coffin,
Creation of Strange Matter at Low Initial μ/T,
Phys. Rev. Lett. **76** (1996), p. 1776-1779.

[SUI01] C. Suire,
Conception et réalisation de modules de détection pour le trajectographe interne de l'expérience STAR,
Thèse de l'Université Louis Pasteur de STRASBOURG, 2001.

[TAK01] H. Takahashi et al (Collaboration E373),
Observation of a ${}^{6}_{\Lambda\Lambda}He$ *Double Hypernucleus*,
Phys. Rev. Lett. **87** (2001), 212502.

[TEA01] D. Teaney J. Lauret and E. V. Shuryak,
Flow at the SPS and RHIC as a Quark-Gluon Plasma Signature,
Phys. Rev. Lett. **86** (2001), p. 4783-4786.

[THE01] R.L. Thews, M. Schroedter and J. Rafelski,
Formation of quarkonium states at RHIC,
J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **27** (2001), p. 715-722.

[VHE98] H. van Hecke, H. Sorge and N. Xu.
Evidence of Early Multistrange Hadron Freeze-Out in High Energy Nuclear Collisions,
Phys. Rev. Lett. **81** (1998), p. 5764-5767.

[VHO83] L. van Hove,
Two Problems concerning hot hadronic matter and high-energy collisions (equilibrium formation, plasma deflagration),
Z. Phys. **C21**, p. 93-108 (1983).

[WAM98] J. Wambach and R. Rapp,
Theoretical interpretations of low-mass dileptons,
Nucl. Phys. A **638** (1998), p. 171-182.

[WAM02] J. Wambach,
Meson properties in dense hadronic matter,
Nucl. Phys. A **699** (2002), p. 10c-17c.

[WAN91] X.N. Wang and M. Gyulassy,
HIJING: A Monte-Carlo model for multiple jet production in pp, pA and AA collisions,
Phy. Rev. D **44** (1991), p. 3501-3516.

[WEB01] M. Weber,
The NA52 strangelet search,
J. Phys. G: Nucl. Part. Phys., **27** (2001), p. 487-494.

[WER93] K. Werner,
Strings, pomerons, and the VENUS model of Hadronic Interactions at ultra-relativistic energies,
Phys. Rep. **232** (1993), p. 87-299.

[WER01] K. Werner,
Tools for RHIC: review of models,
J. Phys. G: Nucl. Part. Phys., **27** (2001), p. 625-634.

[WIE99] U.A. Wiedemann,
Space-time analysis: HBT at SPS and RHIC,
Nucl. Phys. A **661** (1999), p. 65-74.

[WIL74] K.G. Wilson,
Confinement of quarks,
Phys. Rev. D **10** (1974), p. 2445-2459.

[XUK01] N. Xu and M. Kaneta,
Hadron freeze-out conditions in high energy nuclear collisions,
Nucl. Phys. A **698** (2002), p. 306c-313c.

[YAM01] E. T. Yamamoto,
Phi Meson Production in Au+Au Collisions at the Relativistic Heavy Ion Collider,
Thèse de l'Université de Californie, Los Angeles (2001).

[YPS77] J. Seguinot and T. Ypsilantis,
Photo-Ionization and Cherenkov Ring Imaging,
Nucl. Instr. and Meth. A, **142** (1977), p. 377-399.

[ZIM00] J. Zimányi, T.S. Biró, T.Csörgő and P. Lévai,
Quark liberation and coalescence at CERN SPS
Phys. Lett. B **472** (2000), p. 243-246.

[ZIM02] J. Zimányi, P. Lévai and T.S. Biró,
Faces of quark matter,
Proc. Budapest'02 Workshop on Quark & Hadron Dynamics, hep-ph/0205192.