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

Remerciements i

Introduction 1
Déconfinement . . . 4
Chromodynamique quantique et calcul sur réseau . . . 5
Evolution du QGP et scénario de Bjorken . . . 7
Les signatures expérimentales du QGP . . . 8

1. Particules étranges et Production d'étrangeté 15
1.1 Particules étranges et Baryons . . . 16
1.2 Production d'étrangeté . . . 18
1.2.1 Production d'étrangeté dans un plasma de quarks et de gluons . . . 19
1.2.2 Production d'étrangeté dans un gaz hadronique . . . 20
1.3 Modèles théoriques: un bref aperçu . . . 21
1.3.1 Modèles microscopiques . . . 22
1.3.2 Modèles hydrodynamiques . . . 23
1.3.3 Modèles thermiques statistiques . . . 23
1.4 Matière étrange exotique . . . 25
1.4.1 Propriétés de la matière étrange . . . 25
1.4.2 Le dibaryon $H0$ . . . 26
1.4.3 Dibaryons et production de matière étrange . . . 26
1.5 Résultats relatifs aux expériences précédentes . . . 27

2. RHIC, STAR et Première prise de données 31
2.1 Description du RHIC . . . 32
2.1.1 Les étapes d'accélération . . . 32
2.1.2 Les possibilités en terme de systèmes . . . 33
2.2 Présentation des expériences du RHIC . . . 33
2.2.1 PHENIX (Pioneering High Energy Nuclear Interaction eXperiment) . . . 34
2.2.2 PHOBOS . . . 34
2.2.3 BRAHMS (Broad RAnge Hadron Magnetic Spectrometers) . . . 34
2.3 Description de STAR . . . 34
2.3.1 L'aimant de STAR . . . 35
2.3.2 La Chambre à Projection Temporelle . . . 36
2.3.3 Le RICH . . . 39
2.3.4 Le SVT et le SSD . . . 40
2.3.5 Les détecteurs de déclenchement . . . 40
2.4 Première prise de données dans STAR: . . . 41
2.4.1 Les niveaux de déclenchement: . . . 41
2.4.2 Les échantillons d'événements sélectionnés . . . 42

3. Reconstruction dans la Chambre à Projection Temporelle **45**
3.1 Reconstruction des points . . . 46
3.1.1 Analyse temps-position du signal . . . 46
3.1.2 Corrections $\vec{E} \wedge \vec{B}$ . . . 47
3.2 Reconstruction des traces . . . 48
3.2.1 Algorithmes de recherche . . . 48
3.2.2 Modélisation en hélice . . . 48
3.2.3 Filtre de Kalman . . . 49
3.3 Reconstruction des vertex . . . 49
3.3.1 Reconstruction du vertex primaire . . . 50
3.3.2 Reconstruction des vertex secondaires . . . 50
3.4 Stockage des informations (DST) . . . 54
3.5 Application à la recherche des $H0 \to \Lambda\ p\ \pi$ . . . 54
3.5.1 Reconstruction du Λ . . . 55
3.5.2 Reconstruction du $H0$ . . . 55
3.5.3 Les autres modes de désintégration du $H0$ . . . 58

4. Simulation et Corrections **61**
4.1 Les générateurs et la simulation dans la TPC . . . 62
4.1.1 Génération de particules dans STAR . . . 62
4.1.2 Simulation de la géométrie de STAR . . . 64
4.1.3 Simulation de la réponse de la TPC . . . 65
4.1.4 Critères d'association entre données simulées et reconstruites . . . 66
4.2 Acceptance et efficacité de la reconstruction . . . 68
4.2.1 Acceptance des Ω et des $H0 \to \Lambda\ p\ \pi^-$ . . . 68
4.2.2 Efficacité de reconstruction . . . 68
4.3 "Embedding" et corrections liées aux Ω . . . 69
4.3.1 Les étapes de l'embedding . . . 70
4.3.2 Efficacité et Corrections . . . 71
4.4 La simulation des différents modes du $H0$ . . . 73
4.4.1 Les types d'événements simulés . . . 74
4.4.2 La sensibilité de STAR au $H0$ . . . 76

5. Analyse et Résultats **77**
5.1 La sélection des événements . . . 78
5.1.1 Position du vertex primaire de la collision et acceptance . . . 78
5.1.2 Détermination de degré de centralité des événements . . . 79
5.2 La sélection des particules . . . 80
5.2.1 Les variables caractéristiques . . . 80
5.2.2 Identification par perte linéïque d'énergie . . . 81
5.2.3 Les sélections corrélées . . . 84
5.2.4 Sélections cinématiques . . . 87
5.2.5 Critères de qualité des particules sélectionnées . . . 90
5.3 Détermination des taux de production non corrigés . . . 93
5.3.1 Méthodes d'ajustement de données . . . 93
5.3.2 Discrétisation en masse transverse . . . 95
5.4 Application des corrections et résultats . . . 98
5.4.1 Rapport $\overline{\Omega}^+/\Omega^-$ . . . 98
5.4.2 Collisions de faible centralité . . . 99
5.4.3 Spectres en masse transverse des Ω^- et $\overline{\Omega}^+$ et taux de production corrigés 100

5.4.4 Spectres en masse invariante des $H0$ 101
5.4.5 Limite supérieure de production des $H0$ 104

6. Discussion et Perspectives **105**
6.1 Les Ω et les autres baryons étranges dans STAR 106
6.2 Comparaison avec les modèles 107
6.2.1 Comparaison avec les modèles de coalescence 107
6.2.2 Comparaison avec les modèles thermiques 108
6.2.3 Comportement collectif et modèles hydrodynamiques 111
6.3 Les analyses complémentaires 113
6.3.1 Dans STAR: année II et collisions p-p 113
6.3.2 Les futures expériences: Alice et GSI 115

Conclusion **117**

A. Eléments de cinématique **121**
A.1 Masse transverse et Rapidité 121
A.2 Paramètre de pente inverse 122
A.3 Désintégration à deux corps 123

Bibliographie **127**

Table des figures

I.1 Schématisation de la transition entre gaz de pions et plasma de quarks et de gluons. 5
I.2 Pression en fonction de la température à partir de calculs QCD sur réseau. 6
I.3 Densité d'énergie en fonction de la température à partir de calculs QCD sur réseau. 6
I.4 Evolution dans le temps d'un QGP selon le scénario de Bjorken. 8
I.5 Mesure d'une production excessive de photons au SPS (Collaboration WA98). . . 11
I.6 Mesure d'une production excessive de dileptons au SPS (Collaboration CERES). . 12
I.7 Suppression de la production du J/ψ au SPS (Collaboration NA50). 12

1.1 Baryons de l'octet ($J^{\pi} = \frac{1}{2}^{+}$) de SU(3) de saveur. 16
1.2 Baryons du décuplet ($J^{\pi} = \frac{3}{2}^{+}$) de SU(3) de saveur. 17
1.3 Extension aux di-baryons de l'octet SU(3) ($J^{\pi} = 1^{+}$) à partir du modèle de "sac". 18
1.4 Mécanismes de production de paires $s\bar{s}$ dans un QGP et d'annihilation de l'étrangeté. 19
1.5 Fraction (n_s/ν) de la concentration (quarks s)/(quarks u,d) en fonction du temps. 20
1.6 Limites de validité des approches théoriques. 22
1.7 Détermination de T et μ_B à partir de rapports de taux de production. 24
1.8 Comparaison de la production des hypérons au SPS pour différents systèmes. . . . 28
1.9 Accroissement de la production d'étrangeté au SPS (Collaborations WA97 et NA57). 28
1.10 Spectres en masse invariante Ω au SPS (Collaboration NA49). 29
1.11 Sensibilité de l'expérience E896 à l'AGS pour le dibaryon H^0. 29

2.1 Le complexe du RHIC, et ses quatre expériences 32
2.2 Caractéristiques du RHIC en fonction des systèmes. 33
2.3 Les principaux éléments constituant STAR. 35
2.4 Structure et volume de la chambre à projection temporelle. 36
2.5 Couverture angulaire (en unité de pseudorapidité) de la TPC. 37
2.6 Schématisation des secteurs externe et interne de la TPC. 37
2.7 Plan de lecture d'un secteur de la TPC. 38
2.8 Sélection de deux types d'échantillons avec les ZDC et le CTB 42

3.1 Reconstruction temps-position d'une ionisation dans la TPC. 46
3.2 Conséquence d'un champ magnétique non uniforme et corrections $\vec{E} \wedge \vec{B}$. 47
3.3 Projections d'une hélice dans les plans transverse et de courbure. 48
3.4 Sélection des traces *primaires* en fonction de leur *dca* au vertex primaire. 50
3.5 Reconstruction des vertex de type "V0". 51
3.6 Reconstruction des vertex de type "Xi": cas du Ω. 53
3.7 Schématisation de la structure des données. 54
3.8 Reconstruction des vertex de type "H0". 56
3.9 Condition de causalité pour le Λ issu d'un $H0$. 56
3.10 Illustration d'une mauvaise association dite de permutation. 57
3.11 Reconstruction erronée d'un $H0 \rightarrow \Sigma^{-}\ p$. 59

4.1 Distributions maxwelliennes $M_t - M_0$ et distance de vol. 63
4.2 Simulation de la désintégration d'un $\Xi^- \to \Lambda\ \pi^-$. 63
4.3 Simulation avec GSTAR de la géométrie pour la première année de fonctionnement. 64
4.4 Simulation de l'induction de charge sur un "pad" interne. 66
4.5 Résolution spatiale de la reconstruction des hits dans la TPC. 67
4.6 Résolution spatiale de la reconstruction des *Xi vertex* dans la TPC. 67
4.7 Acceptance des Ω^- et des $\bar{\Omega}^+$ dans la TPC de STAR. 69
4.8 Acceptance des $H0 \to \Lambda\ p\ \pi^-$ dans la TPC de STAR. 69
4.9 Distribution des Ω générés avec GENTX. 70
4.10 Distribution du nombre de traces globales par événement. 71
4.11 Efficacité de reconstruction des Ω^- et des $\bar{\Omega}^+$ dans la TPC de STAR. 72
4.12 Distribution en masse invariante dans le cas d'événements enrichis. 73
4.13 Facteur total de correction des Ω^- et des $\bar{\Omega}^+$. 74
4.14 Distribution en masse invariante dans le cas $H0$ purs. 75
4.15 Distribution en masse invariante dans le cas d'événements contenant des $H0$ et Λ. 75
4.16 Distribution en masse invariante dans le cas d'événements MEVSIM. 76

5.1 Distribution de la position du point d'interaction suivant l'axe du faisceau. 79
5.2 Distribution du nombre de traces primaires par collision. 79
5.3 Nombre de points dans la TPC pour les traces des produits de décroissances. . . 81
5.4 Identification de particule par perte linéïque d'énergie dans la TPC. 82
5.5 Résolution effective R_{eff} de l'identification dE/dx en fonction de la pseudorapidité. 83
5.6 Perte linéïque d'énergie des produits de décroissance des Ω. 84
5.7 Sélection corrélée sur la *dca* du $K^\pm$ au vertex primaire en fonction de celle du Ω. 85
5.8 Sélection corrélée sur la *dca* du Λ au vertex primaire en fonction de celle du Ω. . 86
5.9 Sélection corrélée sur la distance de vol du Λ en fonction de celle du Ω. 86
5.10 Sélection corrélée sur la *dca* du Λ au vertex primaire en fonction de celle du $H0$. . 87
5.11 Espace des phases des Λ (Armenteros-Podolanski et masse invariante). 88
5.12 Sélection en $\cos\Theta^*$ du Λ et masse invariante Ω. 89
5.13 Effet de la sélection en $\cos\Theta^*$ selon l'hypothèse d'un candidat Ξ. 90
5.14 Espace des phases en rapidité et impulsion transverse. 90
5.15 Espace des phases des Ω en représentation d'Armenteros-Podolanski. 91
5.16 Distribution en masse invariante des candidats $(\Omega^- + \bar{\Omega}^+)$ (événements centraux). 93
5.17 Ajustement de la distribution en masse invariante (gaussienne et Breit-Wigner). . 94
5.18 Ajustement de la distribution en masse invariante en comptant le nombre d'entrées. 95
5.19 Estimation du signal pour la somme $(\Omega^- + \bar{\Omega}^+)$. 96
5.20 Nombre de particules reconstruites dans les intervalles en $(M_t - M_\Omega)$. 97
5.21 Nombre de particules reconstruites dans les intervalles en rapidité (y). 97
5.22 Distribution en masse invariante des Ω^- et des $\overline{\Omega}^+$. 98
5.23 Distribution en masse invariante des $\Omega^- + \overline{\Omega}^+$ pour les événements "minimum bias". 99
5.24 Spectres en masse transverse corrigés et ajustés par une exponentielle. 101
5.25 Intervalles de confiance à 1 σ et 2 σ: T en fonction de dN/dy. 102
5.26 Distribution en masse invariante des $H0 \to \Lambda\ p\ \pi^-$. 103
5.27 Distribution en masse invariante des $H0 \to \Lambda\ \Lambda$. 103

6.1 Rapports anti-baryon / baryon étrange. 107
6.2 Diagramme de phase QCD. 109
6.3 Calcul relatif au modèle statistique: T et μ_B selon les rapports $\overline{\Omega}^+/\Omega^-$ et Ω^-/π^-. 110
6.4 Rapport mixtes Ω/h^- et Ω/Ξ. 111
6.5 Paramètres de pente inverse des différentes particules mesurés dans STAR. 112

6.6 Distribution en impulsion transverse des baryons étranges. 113
6.7 Evénement dans STAR reconstruit par *L3* avec la configuration année II. 114

A.1 Schématisation d'une désintégration à deux corps. 123
A.2 Représentation de particules Ω simulées en fonction des deux hypothèses de masse. 124
A.3 Courbes théoriques d'Armenteros-Podolanski. 125

Liste des tableaux

1.1 Nombres quantiques associés aux différentes saveurs de quarks. 16
1.2 Expression de l'hypercharge (Y) et de la charge (Q). 17

3.1 Mode de décroissance chargé des $V0$. 51
3.2 Sélections appliquées lors de la reconstruction des $V0$ *vertex*. 52
3.3 Sélections appliquées lors de la reconstruction des Xi *vertex*. 54

4.1 Estimations pour un événement des taux de production et de reconstruction. . . 64
4.2 Exemple de multiplicité en particules chargées utilisée dans MEVSIM. 64
4.3 Critères d'association entre données simulées (MC) et données reconstruites (RC). 67
4.4 Critères d'acceptance requis pour les traces des particules chargées dans la TPC. 68
4.5 Sélections appliquées lors de la reconstruction des $H0$ *vertex*. 75
4.6 Sensibilités estimées pour le mode $H0 \rightarrow \Lambda\ p\ \pi^-$. 76

5.1 Nombre d'événements sélectionnés en fonction du nombre de traces primaires. . . 80
5.2 Sélections cinématiques appliquées lors de l'analyse pour identifier les Ω. 81
5.3 Valeurs de la résolution (R) selon la centralité de l'événement ainsi que de η. . . . 83
5.4 Valeurs du nombre d'écarts standards à la courbe de Bethe-Bloch. 83
5.5 Tableau récapitulatif des sélections utilisées pour sélectionner les Ω. 92
5.6 Résultats des ajustements par une gaussienne et par une fonction de Breit-Wigner. 94
5.7 Signal dans les quatre intervalles $M_t - M_\Omega$. 97
5.8 Signal dans les collisions de faible centralité ($< 11\%$). 99
5.9 Taux de production corrigés, paramètres de pente inverse et résultats. 101
5.10 Tableau récapitulatif des sélections utilisées pour sélectionner les $H0$. 102

6.1 Rapport anti-baryon/baryon étrange en fonction de l'étrangeté. 107
6.2 Espace des phases des taux de production corrigés des Ω^- et $\overline{\Omega}^+$ sélectionnés. . . 109
6.3 Caractéristiques principales des différents accélérateurs d'ions lourds. 115

A.1 Impulsions des produits de désintégration dans le centre de masse de la particule. 125

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

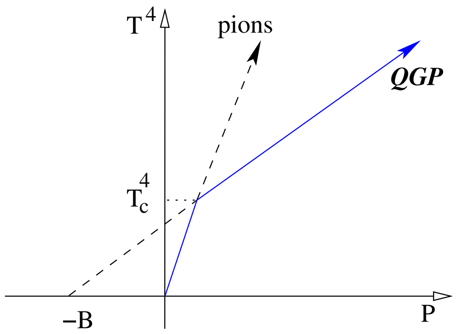

FIG. I.1: *Estimation de la température de transition de phase entre gaz de pions et plasma de quarks et de gluons à partir d'une version simpliste du "bag model".*

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

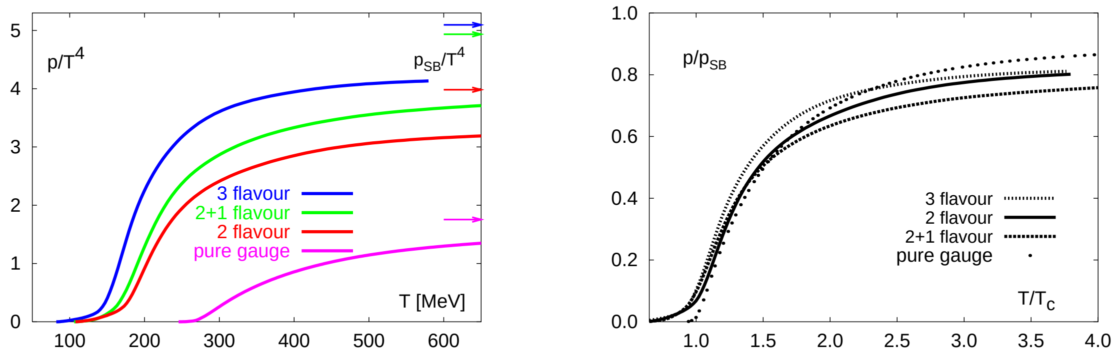

FIG. I.2: *Expression de la pression en fonction de la température à partir de calculs* QCD *sur réseau et selon le nombre de saveurs légères utilisées sur la figure de gauche. La figure de droite correspond à une normalisation suivant la température de transition de phase.*

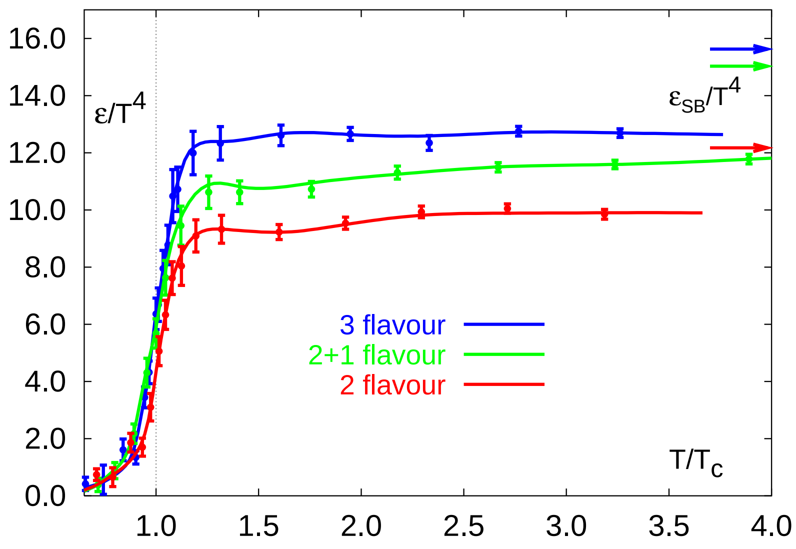

FIG. I.3: *Expression de la densité d'énergie en fonction de la température (plus exactement ϵ/T^4 en fonction de T/T_c) à partir de calculs* QCD *sur réseau. La brusque variation de la densité d'énergie correspond à la région de transition de phase.*

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.

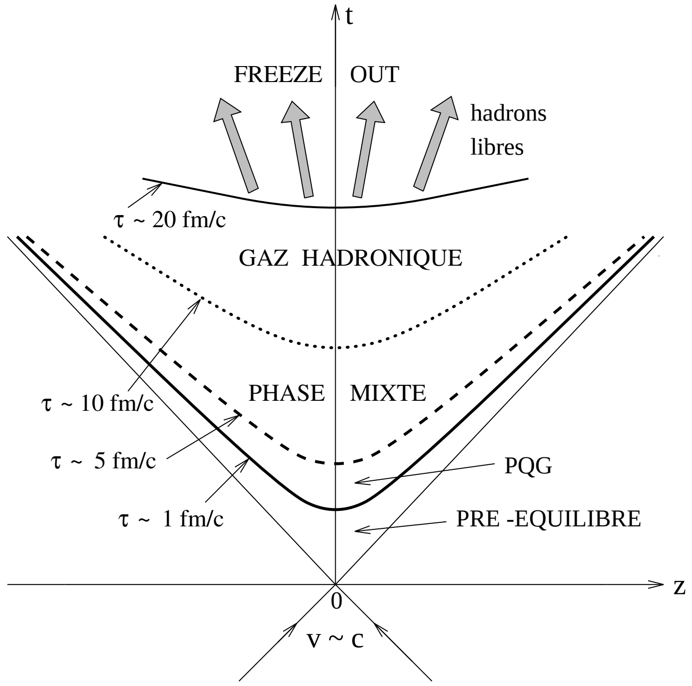

FIG. I.4: *Evolution dans le temps d'un plasma de quarks et de gluons selon le scénario de Bjorken.*

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].