



HAL
open science

Plasma de quarks et de gluons et matière étrange du SPS au LHC

C. Kuhn

► **To cite this version:**

C. Kuhn. Plasma de quarks et de gluons et matière étrange du SPS au LHC. École thématique. Ecole Joliot Curie "Matière hadronique: de la structure du nucléon au déconfinement des quarks", Maubuisson, (France), du 7-12 septembre 1998: 17ème session, 1998. cel-00652935

HAL Id: cel-00652935

<https://cel.hal.science/cel-00652935>

Submitted on 16 Dec 2011

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

PLASMA DE QUARKS ET DE GLUONS ET MATIERE ETRANGE DU SPS AU LHC

Christian KUHN

Institut de Recherches Subatomiques de Strasbourg

IN2P3-CNRS-Université Louis Pasteur

23, Rue du Loess F 67037 Strasbourg cedex 2

Résumé

Les expériences d'ions lourds ultra-relativistes (du SPS au LHC) ont pour objectif principal d'explorer le diagramme de phases de la matière nucléaire, dans un domaine de température et de densité où des calculs statistiques fondés sur la Chromodynamique Quantique (QCD) prévoient une transformation de la matière hadronique en un état de partons déconfinés: le Plasma de Quarks et de Gluons (PQG). La recherche et l'étude de cette transition de phases visent à répondre à des questions fondamentales sur les propriétés de l'interaction forte et du vide QCD, concernant aussi la brisure spontanée de la symétrie chirale et l'origine de la masse des hadrons. Un survol des enjeux de la physique du PQG sera donc fait dans la première partie de ce cours, ainsi qu'une description de la démarche expérimentale et des observables envisagées pour mettre en évidence ce nouvel état de la matière. Parmi les signatures possibles du PQG, nous examinerons en détail celles qui se fondent sur la production de baryons et d'anti-baryons (multi-) étranges. Puis nous ferons une excursion vers des aspects plus "exotiques" de cette recherche, en présentant diverses spéculations théoriques relatives à l'existence, sous forme (méta)stable, d'états multi-quarks étranges ("strangelets") et à leur formation à partir d'un PQG. Après un bilan succinct des résultats obtenus au SPS par l'étude des collisions Pb+Pb à 160 A GeV, les perspectives d'évolution de ces recherches feront l'objet de la dernière partie du cours, consistant en une description des objectifs à atteindre et de l'instrumentation mise en œuvre dans les futures expériences STAR au RHIC et ALICE au LHC.

Abstract

The main goal of ultra-relativistic heavy ion experiments is to investigate the phase diagram of nuclear matter, in a region of very high temperature and/or density where statistical calculations, based on Quantum Chromodynamics (QCD), predict a change from hadronic matter to a Quark Gluon Plasma (QGP). The search for such a phase transition and its study should provide fundamental information about the properties of strong interactions and the QCD vacuum, as well as about the question of spontaneous chiral symmetry breaking and the origin of hadron masses. Hence, we will give here a short survey of these motivations together with an overview of the main experimental observables that have been proposed to signal this new state of matter. Among these signatures, those based on the production of (multi-)strange baryons and anti-baryons will be examined in detail. We will also focus on a more exotic aspect of this research, namely the possible formation (from a QGP) of (meta-)stable strange multi-quark objects (the so called strangelets). After a summary of recent results obtained at the SPS from Pb+Pb collisions at 160 A GeV, the upcoming experiments STAR at RHIC and ALICE at LHC will be presented.

INTRODUCTION

La Physique du Plasma de Quarks et de Gluons (PQG) se place dans le cadre général de l'étude des transformations (voir fig.1) qui, au niveau macroscopique et microscopique, ont conduit l'univers primordial vers la matière hadronique et nucléaire telles que nous les connaissons aujourd'hui. On pense en effet que l'univers se trouvait, durant les premières microsecondes après le Big Bang, sous la forme d'un plasma de quarks et de gluons, caractérisé par une température et une densité d'énergie très élevées. En se refroidissant et en se détendant, l'univers aurait ensuite subi une transition de phases conduisant les quarks à se confiner dans les hadrons. Pour avoir une vue générale de cette problématique, on pourra se référer à [1-11]. Les forces de confinement peuvent être représentées par un potentiel inter-quarks augmentant linéairement avec la distance entre les quarks, les empêchant ainsi de se libérer de leurs hadrons. Grossièrement, ce comportement, typique de la Chromodynamique Quantique (QCD) [12-18, 23] vient du fait que les gluons, qui véhiculent l'interaction forte entre les objets colorés que sont les quarks, portent également (contrairement aux photons en électromagnétisme) une charge de couleur et peuvent donc interagir entre eux. De ce fait, les gluons tendent une sorte d'élastique (corde) de tension constante entre les quarks.

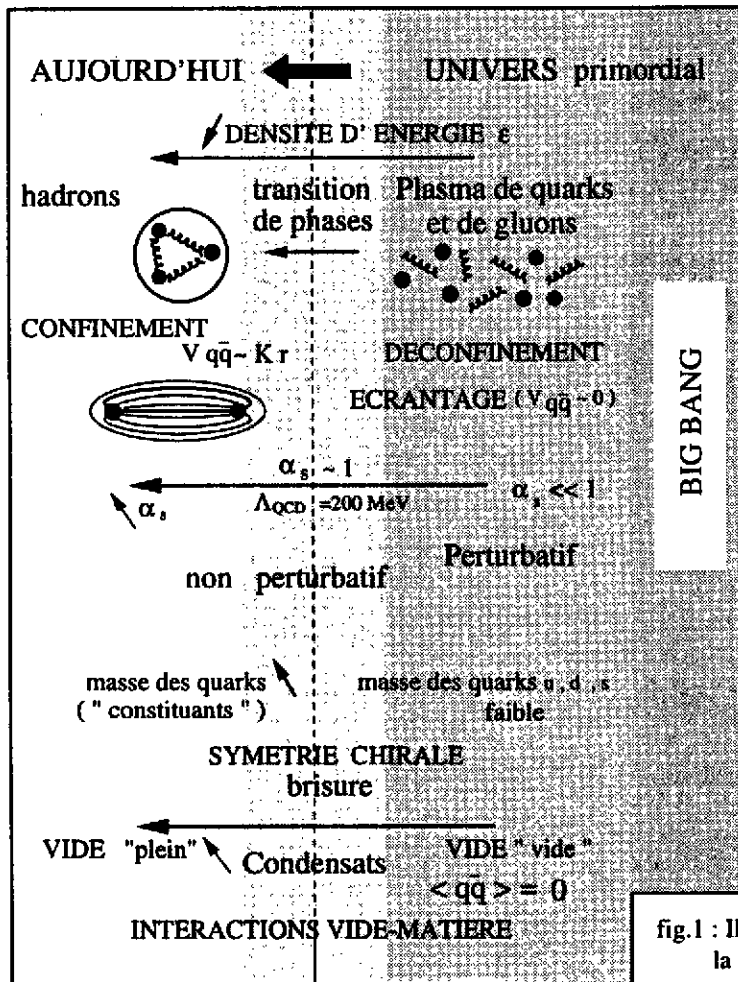


fig.1 : Illustration des enjeux de la physique du PQG.

La transition de phases entre le PQG et la matière hadronique est prédite par QCD pour une température critique de l'ordre de 150 à 200 MeV. Au niveau microscopique, elle est liée à la forme même de l'interaction forte, c'est-à-dire à l'évolution de la constante de couplage α_s , avec l'échelle d'énergie (ou température) et donc de distance: $\alpha_s(T)$ décroît logarithmiquement lorsque la température augmente. Comme indiqué sur la fig.1, on passe de la situation où $\alpha_s \ll 1$ (faibles interactions entre les quarks) au domaine non perturbatif où α_s se rapproche

de 1 (autour de $\Lambda_{QCD} = 200 \text{ MeV}$) pour finalement "exploser" ($\alpha_s \gg 1$) à l'échelle du hadron. Cette évolution est fondamentalement corrélée aux modifications des propriétés du vide de QCD lors de ce déplacement sur l'échelle d'énergie. A basse densité d'énergie, les propriétés physiques du vide QCD sont caractérisées par des valeurs non nulles de certains opérateurs tels que le condensat de quarks ($\langle \bar{q}q \rangle$) [19, 20, 23, 31, 32] qui décrit la densité de paires quarks-antiquarks que l'on trouve dans le vide QCD. Ceci est l'expression de la brisure de la symétrie chirale et confère aux quarks u , d et s des masses effectives importantes dans les hadrons. Lorsque la température (ou la densité) augmente, le condensat de quarks diminue et finit par disparaître (restauration de la symétrie chirale): le vide QCD devient "vraiment vide" (aux fluctuations quantiques près) et la masse des quarks u , d et s devient négligeable. Les articles [12-24] fournissent des éléments de base concernant la Chromodynamique Quantique, le confinement des quarks, la symétrie chirale et les calculs QCD sur réseaux.

Pour étudier expérimentalement ces propriétés fondamentales du vide et de l'interaction forte à l'échelle naturelle de QCD (régime non perturbatif autour de Λ_{QCD}) et tester les prédictions des calculs QCD sur réseaux [21, 22, 23, 24], il faut être en mesure de refaire le chemin de l'univers en sens inverse. Les collisions d'ions lourds ultra-relativistes devraient permettre de créer des systèmes suffisamment chauds et/ou denses pour parvenir jusqu'à la phase de PQG. Le premier objectif expérimental consiste à mettre en évidence les signatures de la transition de phases hadrons/quarks déconfinés et la formation d'un PQG dans le domaine d'énergie prévu par la QCD. Le deuxième objectif sera d'étudier les propriétés de ce nouvel état de la matière.

La physique du PQG est à la frontière de la physique des particules et de la physique nucléaire traditionnelles et doit donc intégrer des concepts et des méthodes issus des deux domaines. En effet, elle nécessite de combiner l'aspect interaction élémentaire, décrite en principe de façon exacte par les théories de jauge en physique des particules, avec l'aspect "macroscopique" de la physique nucléaire qui traite des systèmes à grand nombre de constituants où les interactions élémentaires sont modifiées par les effets de milieu et doivent être souvent décrites de manière plus phénoménologique. Cette physique impose en particulier d'associer le langage de la Chromodynamique Quantique à un langage thermodynamique qui permet de décrire des états multi-particules très complexes au moyen de quelques variables macroscopiques telles que la température ou la densité et de placer les divers états de la matière sur un diagramme de phases [25].

Ce cours sera composé de 4 parties principales:

- I. Le Plasma de Quarks et de Gluons: généralités**
- II. Production de baryons et d'anti-baryons (multi-)étranges**
- III. La matière étrange exotique**
- IV. Les expériences du futur: STAR au RHIC et ALICE au LHC**

L'objectif de la première partie est de donner un aperçu très général et schématique des concepts théoriques et de la démarche expérimentale associés à la physique du PQG.

La deuxième partie est consacrée à la présentation plus détaillée d'une des signatures majeures préconisées pour le PQG: la production d'(anti-)hypérons Λ , Ξ et Ω et comportera une description des résultats obtenus au SPS.

La troisième partie traitera d'un aspect un peu plus exotique de cette recherche: la formation de strangelets et de MEMOs.

Enfin, la dernière partie sera tournée vers le futur: elle se focalisera sur les objectifs de STAR et d'ALICE et sur une description sommaire de l'appareillage prévu pour ces expériences sur collisionneur.

I : LE PLASMA DE QUARKS ET DE GLUONS: GENERALITES

1) La transition de phases

A) Déconfinement des quarks

On se représente souvent le déconfinement des quarks au moyen de l'image naïve donnée sur la fig.I.1: dans l'état fondamental de la matière nucléaire, caractérisé par une densité ($\rho_0 = 0.17 \text{ nucl/fm}^3$), les nucléons, de rayon moyen ($r_h = 0.8 \text{ fm}$) sont à des distances moyennes d'environ 1.8 fm et forment des entités bien "séparées".

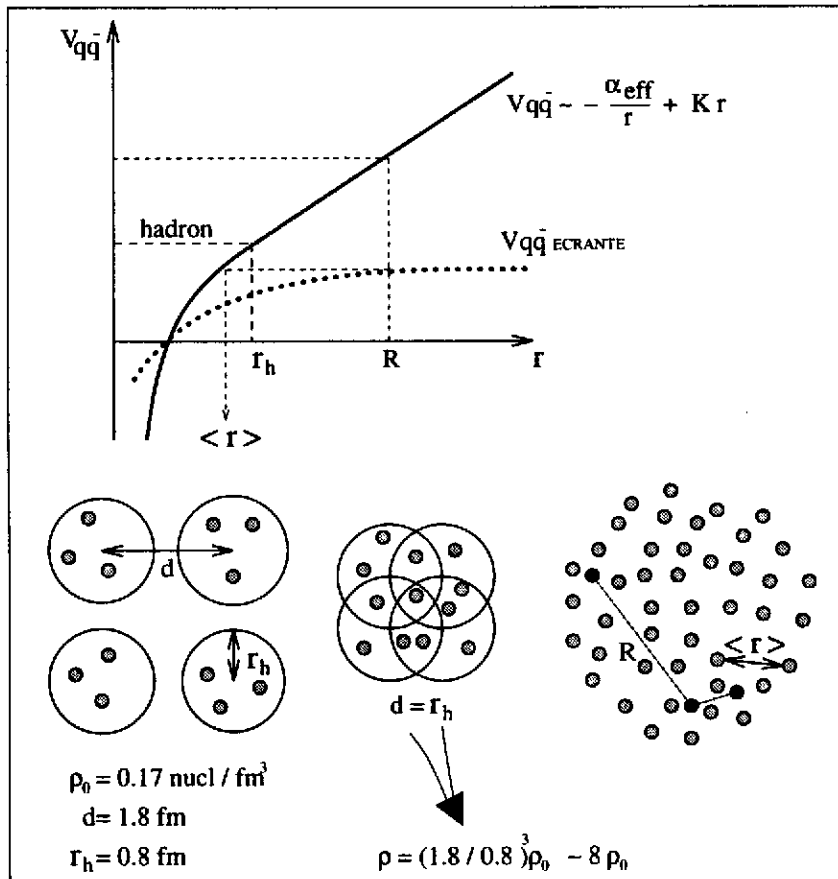


fig.I.1: Variation du potentiel quark-antiquark ($V_{q\bar{q}}$) en fonction de la distance d'interaction (r). Illustration du déconfinement: comparaison entre la matière nucléaire dans son état fondamental (densité ρ_0) et la matière nucléaire comprimée à $\rho \sim 8\rho_0$

Si on comprime la matière nucléaire à des densités 5 à 10 fois supérieures à ρ_0 et/ou si on la "chauffe" à des températures dépassant 150 MeV , le nombre de hadrons par unité de volume devient tel que ces hadrons se "chevauchent" et perdent en quelque sorte leur identité. Les quarks ne savent plus alors à quel hadron initial ils appartenaient et peuvent se mouvoir dans un volume plus grand que la taille du hadron car les forces de confinement sont écrantées par la présence de nombreux quarks et anti-quarks intermédiaires. Ceci est schématisé sur la fig.I.1 par l'évolution du potentiel $V_{q\bar{q}}$ en fonction de la distance inter-quarks r . Ce potentiel se décompose en un terme coulombien (en $1/r$) pour les faibles distances d'interaction et un terme en Kr à grande distance, où K est la tension de la corde qui relie les quarks et les maintient confinés [1,23]. Si ce potentiel diminue suffisamment (courbe pointillée), 2 quarks distants de

R vont ressentir une distance effective d'interaction $\langle r \rangle$ plus faible que celle qu'ils ont dans le hadron et se trouvent ainsi déconfinés.

B) Le PQG pour différentes conditions de température et de densité baryonique

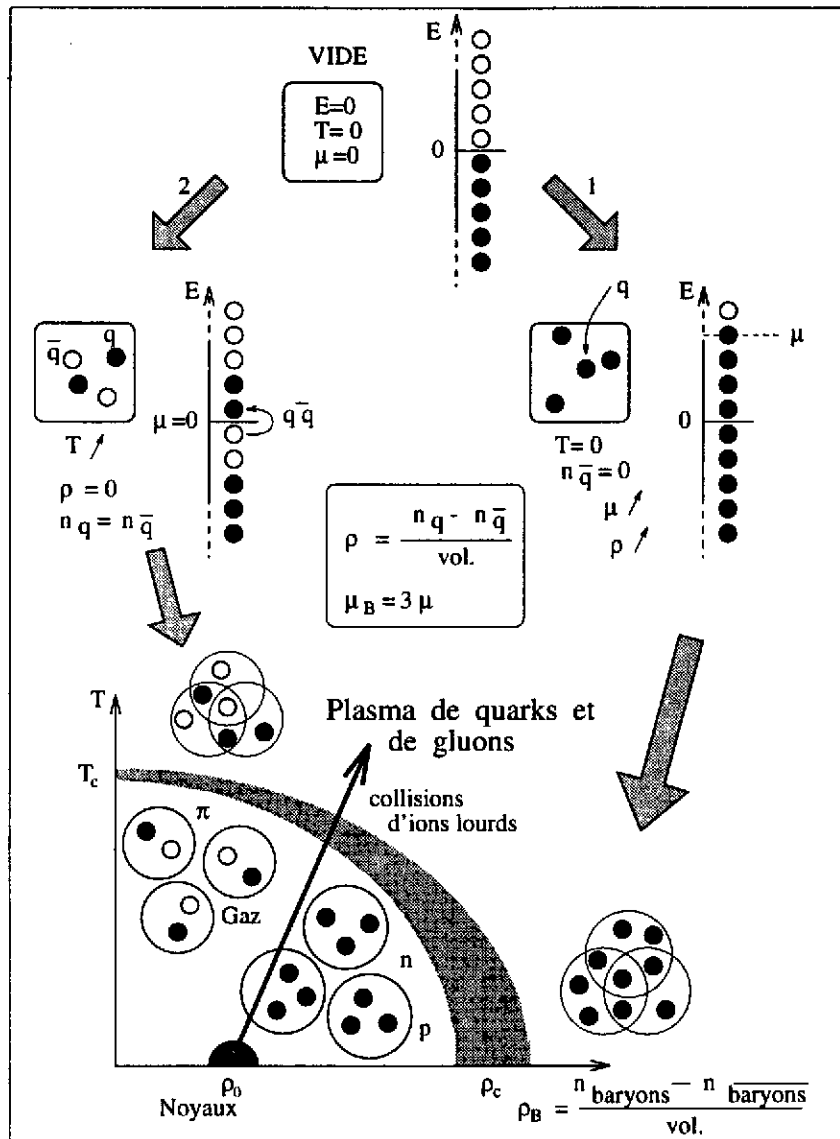


fig.I.2: 1) PQG à $T = 0$ et μ élevé. 2) PQG à $\mu = 0$ et T élevée.

Pour parvenir à des distances effectives d'interaction inter-quarks suffisamment faibles pour créer un plasma, il y a conceptuellement deux manières de procéder: deux façons extrêmes d'exciter le vide, schématisées sur la fig.I.2, en faisant ici, par souci de simplification, abstraction des gluons.

Schématiquement, la première façon (1) d'augmenter la densité d'énergie consiste à apporter l'énergie sous forme compressionnelle en gardant $T = 0$. On "comble" le vide avec de la matière extérieure c'est-à-dire qu'on remplit les niveaux d'énergie du système avec des quarks (u, d) "existants", provoquant ainsi une augmentation de la densité nette ρ et du potentiel chimique μ des quarks. μ est l'énergie qu'il est nécessaire de fournir au système pour lui ajouter un quark et correspond à l'énergie de Fermi quand $T = 0$. Il est représentatif de la différence entre le nombre de quarks et le nombre d'antiquarks présents dans le système (dans le cas présent, le nombre d'antiquarks est nul) et augmente lorsque la densité croit: $\rho = T/V \partial \ln Z / \partial \mu$ (V

et Z étant respectivement le volume et la fonction de partition du système). Concrètement, augmenter ρ revient à comprimer les nucléons comme schématisé dans la section précédente. Sur la fig.I.2, on voit que lorsque la densité baryonique nette ρ_B (on compte ici la différence entre le nombre de baryons et d'antibaryons par unité de volume) dépasse la valeur critique ρ_c , le système évolue de l'état de fluide baryonique à l'état de plasma froid et dense. On définit aussi le potentiel chimique baryonique par $\mu_B = 3\mu$.

L'autre manière (2) d'exciter le vide consiste à le "chauffer". Dans ce cas, la densité d'énergie augmente uniquement en raison d'un apport d'énergie thermique qui sert à créer des paires quark-antiquark. Le système se remplit de matière et d'anti-matière en égale proportion. Par conséquent, le potentiel chimique et la densité baryonique restent nuls. En revanche, la température croît et l'on constate sur le diagramme de phases de la fig.I.2 que le système passe d'une phase de gaz de mésons à une phase de plasma chaud et de densité baryonique nulle, lorsque T devient supérieure au seuil T_c .

Evidemment, le plasma que l'on espère former à partir d'une collision entre deux noyaux est intermédiaire entre ces deux situations. Nous verrons en effet que le système formé lors de la collision est caractérisé à la fois par une densité baryonique non nulle, en raison de l'apport et de la compression des nucléons initiaux et par une température non nulle, provenant de la dissipation de l'énergie des noyaux incidents lors des réactions nucléon-nucléon.

L'évolution de la température en fonction de la densité d'énergie est illustrée sur la fig.I.3 dans le cas d'une transition de phases Gaz Hadronique / PQG du premier ordre (i.e., avec dégagement de chaleur latente).

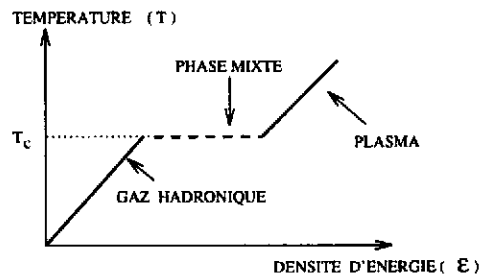


fig.I.3: Température en fonction de la densité d'énergie pour une transition de phases du 1^{er} ordre

Durant la phase hadronique, l'augmentation de la densité d'énergie (ϵ) sert à produire des particules et la température monte jusqu'à atteindre T_c . Puis, durant la phase mixte, l'énergie est utilisée pour ouvrir les nouveaux degrés de liberté partoniques et la température reste constante. Enfin, lorsque tout le gaz s'est transformé en plasma, la température peut à nouveau augmenter.

Nous allons présenter maintenant les idées "simples" qui ont permis de réaliser les premières approximations de la température (T_c) et de la densité (ρ_c) critiques. Ces approches se fondent sur les principes de base de la thermodynamique et sur une modélisation phénoménologique de QCD non perturbatif: le modèle des sacs de quarks ou "bag model".

C) Evaluation de la température et de la densité critiques avec le "Bag Model"

Ce type de modèles décrit de manière phénoménologique le confinement des quarks dans les hadrons [1, 2, 26, 27]. Schématiquement (voir fig.I.4), les quarks sont placés dans un sac où règne le vide QCD perturbatif: un vide "vraiment vide", c'est-à-dire où le condensat de quarks est nul: en d'autres termes, un vide avec lequel les quarks n'interagissent pas. Ils n'interagissent

qu'entre eux, au premier ordre en α_s , et y ont donc des masses faibles (ce sont les quarks "nus" ou de "courant" dont la masse est de quelques MeV pour les saveurs u et d). Ces quarks sont séquestrés dans le sac grâce à une pression extérieure qui représente l'effet du "vrai" vide de QCD, caractérisé par une valeur non nulle du condensat de quarks: $\langle \bar{q}q \rangle \sim (235 \text{ MeV})^3$ [19, 20]. Ainsi, pour un nucléon, c'est l'action de ce vide non perturbatif qui confère aux quarks "constituants" une masse effective d'environ 300 MeV. La pression extérieure exercée par le vide non perturbatif est quantifiée par ce qu'on appelle la constante de sac (B).

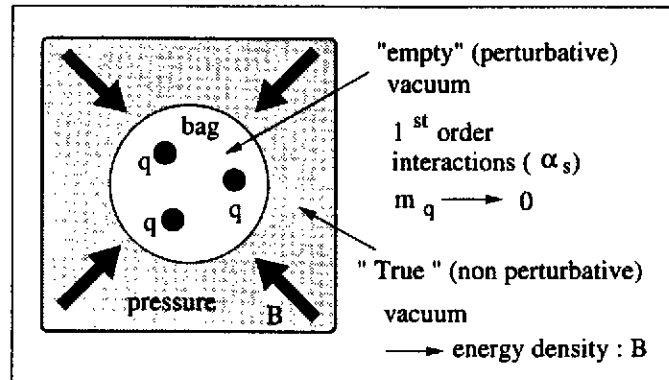


fig.I.4: Illustration du principe des modèles de sacs de quarks.

Partant de cette description, on peut maintenant évaluer la température critique (T_c) à partir de laquelle un système de quarks, d'anti-quarks et de gluons enfermés au départ dans un sac, tel que dessiné sur la fig.I.5, va pouvoir exercer une pression interne (P_i) suffisamment forte pour compenser la pression due à l'étreinte du vide non perturbatif (B) et devenir un plasma stable [1, 11].

Pour que ce plasma soit stable par rapport au gaz de pions équivalent, de pression P_π , il faut d'autre part que P_{PQG} ($P_{PQG} = P_i - B$) dépasse P_π . La température critique est la température pour laquelle $P_{PQG} = P_\pi$.

Pour calculer ces diverses pressions en première approximation, on considère des gaz parfaits et l'on suppose donc que les quarks et les gluons sont libres (sans interaction $\Rightarrow \alpha_s = 0$). Les expressions données sur la fig.I.5 correspondent au cas où le potentiel chimique (μ) est nul.

L'existence d'une température critique est due à la différence entre les nombres (d) de degrés de liberté des deux systèmes que l'on considère. N_B et N_F sont respectivement le nombre de degrés de liberté des bosons (pions et gluons) et celui des fermions (quarks). Dans le cas du gaz de pions, le nombre de degrés de liberté $d = N_B = 3$ (isospin=0, -1, +1) est faible tandis que pour le plasma il est beaucoup plus grand (voir fig.I.5).

Ainsi, à faible température, le gaz de pions domine en raison de la constante de sac ($B^{1/4} \sim 200 \text{ MeV}$) qui réduit P_{PQG} . En revanche lorsque $T > T_c$, P_{PQG} devient plus forte que P_π à cause du nombre plus élevé de degrés de liberté dans le plasma. En d'autres termes, c'est alors le plasma qui est favorisé thermodynamiquement. Avec ce raisonnement simpliste, on obtient $T_c = 150 \text{ MeV}$ à $\mu = 0$.

L'extension de ce type de calculs au cas $\mu \neq 0$ conduit à la courbe de T_c en fonction de μ_c , représentée en pointillés sur le diagramme [1] de la fig.I.5. On constate qu'à $T_c = 0$, le potentiel chimique critique pour la formation d'un plasma est de l'ordre de 400 MeV. On peut également rendre cette approche plus réaliste en considérant que les quarks et les gluons ne sont pas libres à l'intérieur de leur sac mais interagissent effectivement au premier ordre en α_s (avec ici $\alpha_s = 1/2$), ce qui modifie quelque peu les frontières de la transition de phases (courbe en trait plein).

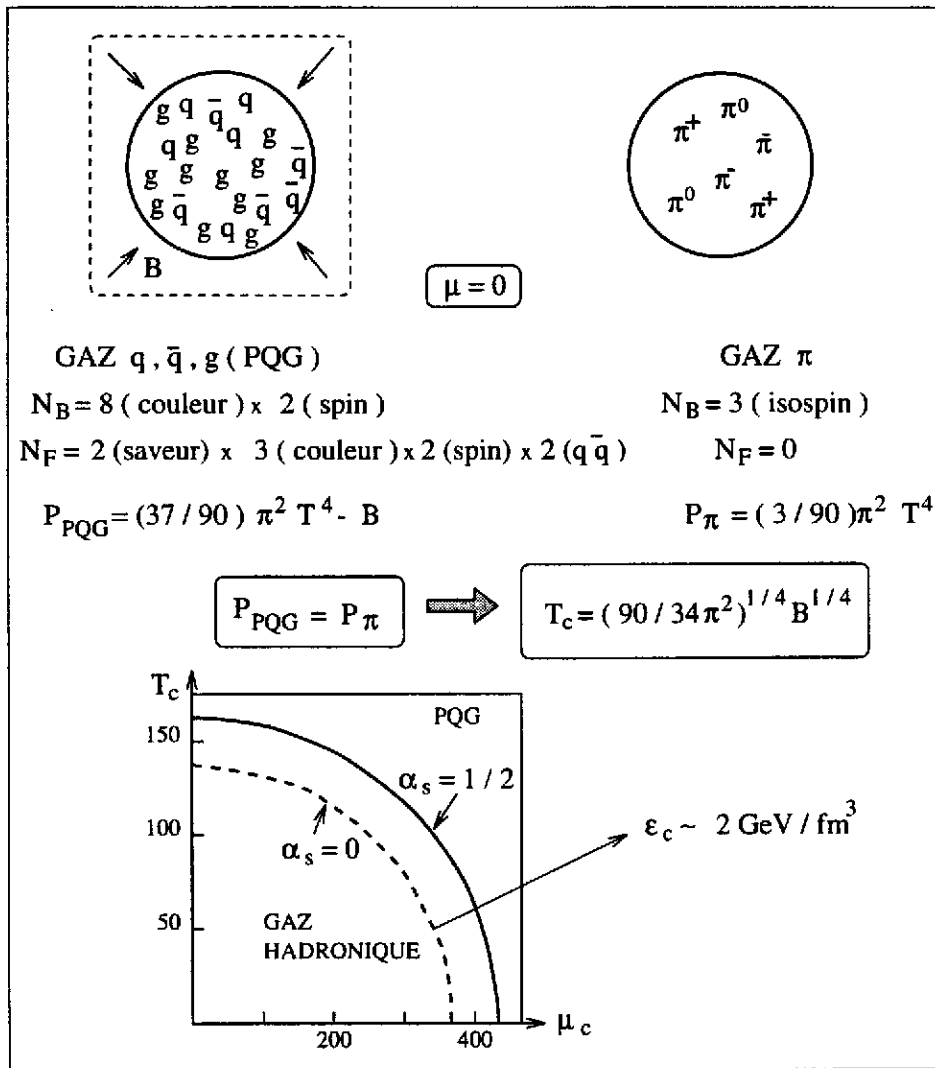


fig.I.5: Calcul approximatif de T_c et μ_c .

La densité d'énergie critique correspondant à ces courbes est de l'ordre de $2 \text{ GeV}/\text{fm}^3$. Elle est donc très supérieure à la densité d'énergie de la matière nucléaire à densité normale ($\epsilon = 125 \text{ MeV}/\text{fm}^3$) ou à celle du nucléon ($400 \text{ MeV}/\text{fm}^3$).

Les valeurs de T_c , obtenues avec cette approche naïve, sont proches de celles prédites par les calculs QCD sur réseau.

D) QCD sur réseau et la transition chirale

Grâce aux calculs QCD sur réseau [21, 22, 24], on est en mesure de décrire, de façon potentiellement exacte (en se fondant sur l'expression même du Lagrangien de QCD), les états thermodynamiques d'un système de quarks et de gluons en interaction à l'intérieur du domaine non perturbatif de QCD, autour de $T \sim 100\text{-}300 \text{ MeV}$ et $\mu \sim 0$. Concrètement, cette théorie permet de calculer numériquement des valeurs moyennes d'observables en fonction de la température dans l'ensemble grand canonique.

Un exemple de calcul sur réseau, donné sur la fig.I.6, permet d'observer le changement rapide de la densité d'énergie dans un domaine étroit autour de la température critique (ici d'environ 150 MeV). Suivant le nombre et le type de saveurs inclus dans les calculs (ici 2 saveurs u et d) et suivant les masses attribuées au quarks, l'ordre de la transition de phases et la température critique peuvent être différents [28, 29, 30, 31].

La fig.I.6 est intéressante car elle montre qu'autour de la température critique T_c , les interactions non perturbatives sont encore dominantes. Rappelons en effet que pour un gaz idéal (particules de masse nulle et sans interactions entre elles), la densité d'énergie équivaut à trois fois la pression. On constate que cette situation n'est approchée que pour des températures environ deux fois supérieures à T_c . Autour de T_c , la différence entre les courbes ϵ/T^4 et $3P/T^4$ est importante, montrant par conséquent que ce domaine de transition de phases se situe loin du régime perturbatif de QCD.

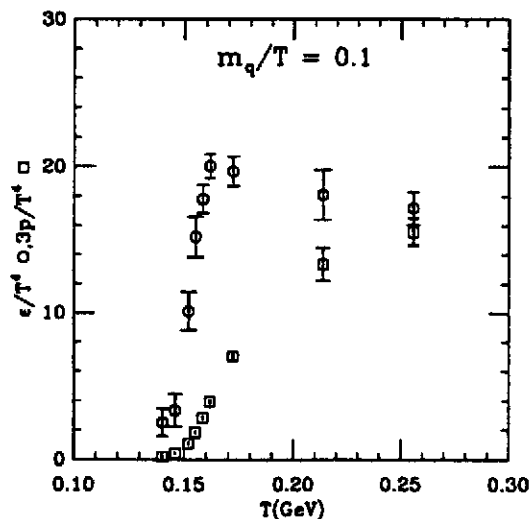


fig.I.6: Calcul QCD sur réseau [31] de la densité d'énergie ϵ/T^4 (cercles) et de la pression $3P/T^4$ (carrés) en fonction de la température.

La transformation qui conduit un système hadronique vers des états de plus en plus denses et/ou chauds, pour aboutir finalement à un plasma de quarks et de gluons, s'accompagne d'une restauration (partielle) de la symétrie chirale. On situe en effet la transition chirale à une température très proche de celle de la transition de déconfinement.

Pour comprendre ce que représente la brisure de symétrie chirale, il faut se pencher sur le Lagrangien de QCD exprimé ici de façon simplifiée:

$$L_{QCD} = \underbrace{i\bar{\psi}\gamma^\mu(\partial_\mu - igA_\mu)\psi}_1 - \underbrace{m\bar{\psi}\psi}_3 - \underbrace{\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^a F_a^{\mu\nu}}_4$$

Le premier terme (1) correspond à l'énergie cinétique du champ d'un quark (ψ). Le deuxième terme (2) est l'expression de l'interaction entre le champ du fermion ψ et les champs de gluons A_μ . Le terme suivant (3) est le terme de masse du quark. Enfin, le dernier terme (4) exprime l'énergie cinétique des champs de gluons et leurs auto-interactions.

Rappelons qu'un quark peut exister dans un état de chiralité droit (spin et moment orientés dans le même sens: $\psi_D = \uparrow\uparrow$) ou gauche (spin et moment opposés: $\psi_G = \uparrow\downarrow$).

On peut montrer que la combinaison des 2 premiers termes du lagrangien (1+2) que l'on note ici $i\bar{\psi}O\psi$ ne couple que des états de chiralité identiques:

$$i\bar{\psi}O\psi = i\bar{\psi}_D O \psi_D + i\bar{\psi}_G O \psi_G$$

En revanche le terme de masse $m\bar{\psi}\psi$ couple des états de chiralité différents:

$$m\bar{\psi}\psi = m(\bar{\psi}_D\psi_G + \bar{\psi}_G\psi_D)$$

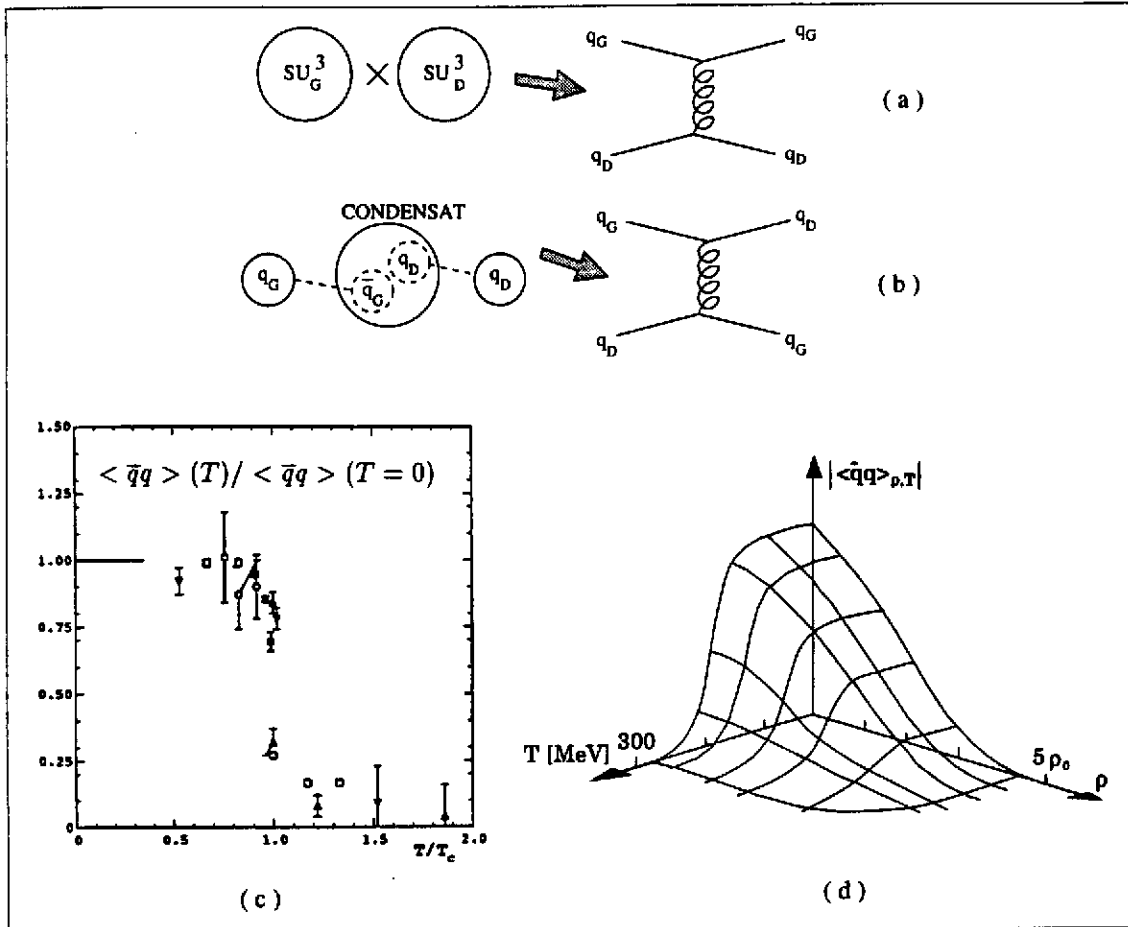


fig.I.7: restauration de la symétrie chirale (voir texte).

Lorsque l'univers à ses débuts ($t < 10^{-5}s$) se trouve sous la forme d'un plasma de quarks et de gluons, caractérisé par une température très élevée ($T \gg 200$ MeV), les quarks u , d , s ont des masses négligeables (quelques MeV pour les quarks u , d et environ 150 MeV pour le quark s). A ce stade, il existe une symétrie chirale (presque parfaite pour les quarks u et d , plus approximative pour le quark s), ce qui signifie qu'il existe deux mondes quasiment distincts de chiralité différente: SU_D^3 et SU_G^3 qui ne peuvent pas (ou difficilement) s'échanger de chiralité car le terme de masse qui permettrait le couplage gauche-droite est faible. Comme illustré sur la fig.I.7(a), un quark gauche (G) peut interagir avec un quark droit (D) mais tous deux conservent leur chiralité initiale.

Puis, au cours de l'évolution de l'univers, lorsque la température diminue et atteint $T_c \sim 200$ MeV, l'apparition du condensat de quarks $\langle \bar{q}q \rangle$ et son augmentation ont pour effet de conférer aux quarks une masse effective de plus en plus grande, qui permet au terme de masse $m\bar{\psi}\psi$ de coupler les états D avec les états G (voir fig.I.7(b)). Il y a alors brisure spontanée de la symétrie chirale. Les calculs QCD sur réseau, illustrés sur la fig.I.7 (c) [34], montrent la brutale augmentation du condensat de quarks ($\langle \bar{q}q \rangle$) autour de T_c [31, 32, 33, 34]. Le couplage G-D peut être schématisé par le dessin de la fig.I.7 (b): un quark gauche (q_G), interagissant avec le vide non perturbatif peut s'annihiler avec l'anti-quark gauche (\bar{q}_G) du condensat $\langle \bar{q}_G q_D \rangle$. Il en ressortira un quark droit (q_D). L'augmentation du condensat de quarks en fonction de la température et de la densité [20] est montré sur la fig.I.7 (d).

2) Collisions d'ions lourds ultra-relativistes

A) Densité d'énergie, stopping et température

Pour parcourir le chemin de l'univers en sens inverse et ainsi recréer des conditions favorables à l'apparition d'un PQG et à la restauration de la symétrie chirale, il faut être en mesure de former des systèmes hadroniques suffisamment denses et chauds. La possibilité de chauffer et de comprimer la matière nucléaire nous est offerte par les collisions d'ions lourds [25, 35, 36, 37, 41]. Dans une collision entre 2 noyaux lourds, le réservoir d'énergie provient de l'énergie cinétique initiale des nucléons incidents. Les valeurs de l'énergie disponible dans le centre de masse par paire de nucléons (\sqrt{s}) sont indiquées dans le tab.I.1 pour les accélérateurs AGS (Alternative Gradient Synchrotron) et SPS (Super Proton Synchrotron) actuellement en service au BNL (USA) et au CERN respectivement. Elles sont données également pour les futures machines en construction: RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) au BNL et LHC (Large Hadron Collider) au CERN.

ACCELERATEUR	AGS	SPS	RHIC	LHC
\sqrt{s} (GeV / n n)	4	17	200	5500
ϵ (GeV / fm ³)	0.8	2.5	5	10
T (MeV)	150	190	230	260

tab.I.1

Cette énergie va être partiellement déposée dans le système par de multiples collisions inélastiques entre les nucléons des deux projectiles et se scinder en une partie compressionnelle (E_c) et une partie thermique (E_{th}), laquelle est utilisée pour produire de nouvelles particules. En raison notamment du très grand nombre de particules créées (de quelques centaines à quelques dizaines de milliers suivant l'énergie de bombardement), le dépôt et la thermalisation de cette énergie sont sensés se faire très rapidement (temps ~ 1 fm/c). Mais nous verrons que la question reste posée, de savoir si l'on atteint réellement un équilibre thermique et chimique et quelle est la signification, au sens strict de la thermodynamique, de la "température" que l'on détermine expérimentalement à partir des spectres des particules émises.

Nous décrivont ici le cas des collisions les plus centrales car ce sont elles qui permettent d'obtenir les densités d'énergie les plus élevées. La densité d'énergie (ϵ) atteinte dans le système est proportionnelle à $\ln \sqrt{s}$ et au numéro atomique $A^{1/3}$ des ions [38]. Les densités d'énergie attendues avec des noyaux de Pb ou d'Au ($A \sim 200$) ainsi que les températures correspondantes sont indiquées dans le tab.I.1 pour les différents accélérateurs évoqués précédemment. La valeur de ϵ obtenue au SPS est proche du seuil de formation du PQG, tel qu'il est prédit par la théorie.

Concernant cette partie du cours (I.2), on pourra se référer plus particulièrement à [35, 38, 39, 40, 50, 51, 120].

Dans une collision d'ions lourds, la compression des baryons, c'est-à-dire l'augmentation de la densité baryonique nette, dépend du degré de "stopping" atteint dans la collision:

les deux noyaux, i.e., les deux nuages de nucléons incidents, se freinent-ils beaucoup, peu ou complètement ?

Ceci peut être déterminé en mesurant la distribution nette de rapidité (y) des baryons après la collision. La rapidité, en formalisme relativiste, est l'équivalent de la vitesse longitudinale (v_l) en cinématique classique et s'écrit:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left[\frac{1 + \beta_l}{1 - \beta_l} \right] \quad \text{avec } \beta_l = v_l/c \text{ où } c \text{ est la vitesse de la lumière.}$$

Avant la collision ($t \leq 0$), les nucléons ont une rapidité égale à celle des noyaux projectiles (y_p). Après la collision, y va se répartir suivant une distribution qui dépend du degré de stopping. Ceci est illustré sur la fig.I.8 où l'on a pris 3 "photographies" du système au même moment ($t = 5 \text{ fm}/c$ par exemple) mais pour trois scénarios (trois degrés de stopping) complètement différents.

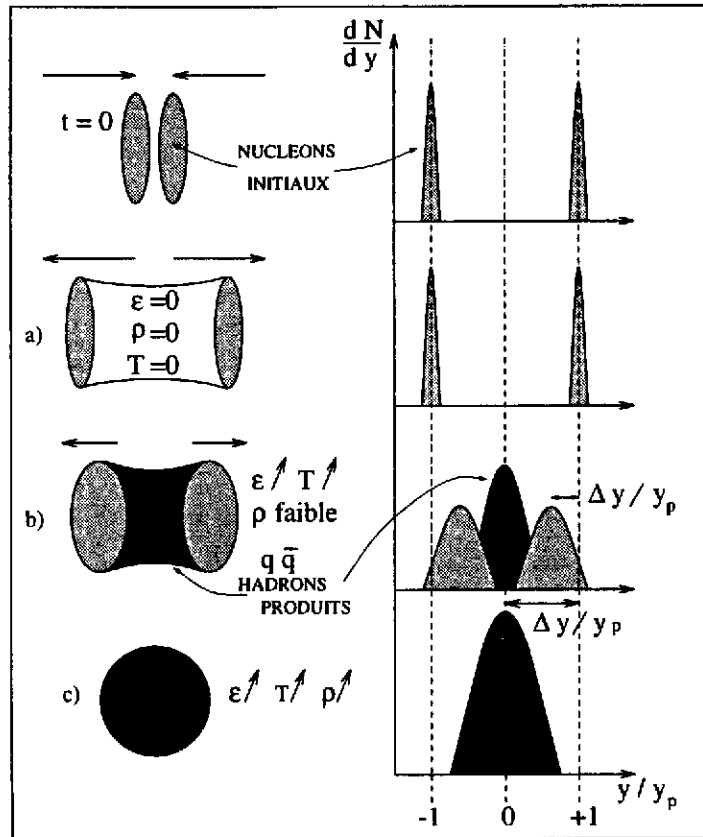


fig.I.8: Illustration de l'effet du degré de "stopping" sur les distributions de rapidité (normalisées à la rapidité des projectiles dans le centre de masse) des particules dans une collision centrale ($b \sim 0$) d'ions lourds.

Le premier cas de figure (a) correspond à une situation fictive où les noyaux seraient totalement "transparents": ils se traversent sans interagir et la rapidité des nucléons reste donc inchangée.

Dans le deuxième scénario (b), les deux nuages de nucléons sont partiellement décélérés: leur distribution de rapidité est décalée par rapport à $y/y_p = 1$ mais $\Delta y/y_p$ reste faible. L'énergie est déposée essentiellement sous forme thermique. La densité d'énergie (ϵ) et la température (T) augmentent, conduisant à la création de nombreuses paires quark-antiquark et par conséquent à la production de mésons (essentiellement) mais aussi de baryons et d'antibaryons dans la région de rapidité centrale: autour de la rapidité (y_{cm}) du centre de masse ($y/y_p = 0$). En revanche, la densité baryonique (ρ_B) reste faible dans cette région car les nucléons n'y sont pas arrêtés et donc comprimés.

Dans le dernier exemple de la fig.I.8, les nucléons subissent un "stopping" important ($\Delta y/y_p$ est grand). A la fois ϵ , T et ρ_B sont élevées: les particules produites, plus un nombre de nucléons (que j'appellerai "initiaux") qui correspond au nombre baryonique initial c'est-à-dire au nombre de nucléons initialement présents dans les 2 noyaux, s'accroissent autour de $y \sim 0$.

Notons que le domaine de rapidité centrale ($y \sim 0$) correspond à la région spatiale autour de $z \sim 0$ (z étant la coordonnée suivant l'axe du faisceau). En effet la rapidité peut s'écrire en

fonction de z et du temps (t) dans le repère du laboratoire:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left[\frac{t+z}{t-z} \right]$$

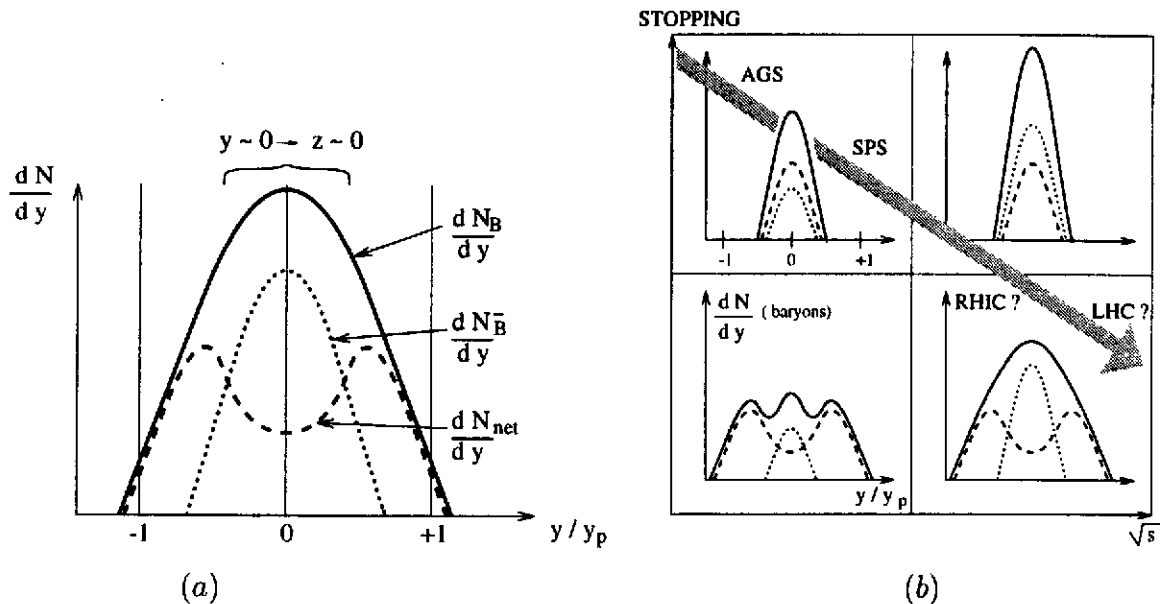


fig.I.9: (a) La distribution de rapidité nette des baryons (courbe en trait discontinu) nous renseigne sur le potentiel chimique baryonique du système (voir texte). (b) Formes schématiques (illustrées par 4 situations possibles) des distributions de rapidité dN_B/dy (trait plein), $dN_{\bar{B}}/dy$ (pointillés) et dN_{net}/dy (trait discontinu) en fonction du degré de stopping et de l'énergie dans le centre de masse (\sqrt{s}). Aux énergies (\sqrt{s}) de l'AGS et du SPS, les expériences ont montré que l'on se situe dans la configuration décrite par le cadre supérieur à gauche (voir texte). En revanche, aux énergies du RHIC et du LHC (les 2 cadres de droite), on pense que c'est plutôt la situation du bas qui sera atteinte. En effet, la quantité de rapidité perdue en moyenne par les nucléons rapportée à la rapidité initiale des noyaux ($\Delta y/y_p$) devrait décroître lorsque y_p augmente.

La distribution de rapidité baryonique nette (baryons – antibaryons) nous renseigne sur la densité baryonique atteinte lors de la collision mais n'est pas mesurable directement. Elle est extrapolée à partir de deux observables qui sont, elles, mesurées directement: la première est la distribution de rapidité de tous les baryons (dN_B/dy), incluant donc nucléons "initiaux" et baryons produits. Elle est représentée par la courbe en trait plein sur la fig.I.9. La deuxième mesure est celle de la distribution de rapidité des anti-baryons ($dN_{\bar{B}}/dy$: courbe en pointillés) créés dans la collision, dont le nombre total est égal au nombre total de baryons produits (conservation du nombre baryonique). La distribution de rapidité baryonique nette (dN_{net}/dy) se calcule donc en faisant la différence entre dN_B/dy et $dN_{\bar{B}}/dy$. On obtient ainsi la courbe en trait discontinu sur la fig.I.9. Elle caractérise la différence entre le nombre de quarks et le nombre d'antiquarks présents dans le système et permet par conséquent de mesurer son potentiel chimique μ_B et sa densité ρ_B .

L'évolution attendue des distributions de rapidité des baryons suivant les accélérateurs est schématisée par la flèche grisée sur la fig.I.9.(b) où le degré de stopping est représenté en ordonnée et \sqrt{s} en abscisse.

Les expériences effectuées au SPS [44, 45, 46, 47] montrent une distribution de rapidité baryonique nette qui révèle un début de creux autour de la rapidité du centre de masse $y_{cm} \sim 3$. Les maxima sont légèrement décalés de y_{cm} (début de transparence) mais en restent néanmoins proches, indiquant qu'à ces énergies le degré de stopping est encore important (voir fig.I.10.(a)). Les potentiels chimiques baryoniques correspondant aux mesures effectuées à l'AGS [43] et

au SPS sont donnés dans le tab.I.2 [48] où figurent également les densités d'énergie et les températures supposées atteintes auprès de ces accélérateurs.

La densité d'énergie ϵ est calculée à partir des distributions de rapidité et d'énergie transverse de tous les hadrons. La température est extraite des distributions de moment ou de masse transverses des divers hadrons. Ces mesures permettent de situer grossièrement les conditions thermodynamiques obtenues lors de ces expériences sur le diagramme de la fig.I.11 [6] et de montrer qu'elles sont proches de la région de transition de phases prédite par QCD.

Mais il faut prendre ces déterminations expérimentales de la température avec beaucoup de prudence, en raison d'effets liés à la dynamique de la collision (mouvement collectif, processus hors équilibre,...) et d'effets de taille finie notamment, qui rendent très délicate la description des spectres expérimentaux en termes de variables thermodynamiques. L'utilisation de concepts thermodynamiques (en particulier celui de température), pour caractériser les systèmes multi-particules créés dans les collisions d'ions lourds, possède une longue histoire et pose de nombreux problèmes. Strictement parlant, le concept de température ne peut être appliqué qu'à des systèmes en équilibre avec un bain thermique. Dans une collision d'ions lourds à haute énergie, c'est l'énergie cinétique contenue dans le mouvement longitudinal (suivant l'axe du faisceau) qui sert de réservoir d'énergie. Ainsi, considérant l'occurrence d'une équilibration thermique, ce n'est, de toutes manières, que dans les degrés de liberté transverses qu'elle a des chances de se produire. Les distributions de moment transverse (p_{\perp}) ou de masse transverse ($m_{\perp} = \sqrt{m^2 + p_{\perp}^2}$) mesurées dans les collisions de noyaux reflètent l'état du système au moment où les interactions entre hadrons cessent ("freeze-out"). Ainsi les "températures" apparentes (T) mesurées, i.e., les pentes inverses de ces spectres, ne peuvent pas être directement reliées à la température de la boule de feu. Il faut d'abord bien comprendre l'effet des interactions dans l'état final et l'influence du mouvement collectif (flow) des particules, provenant de la décompression du système.

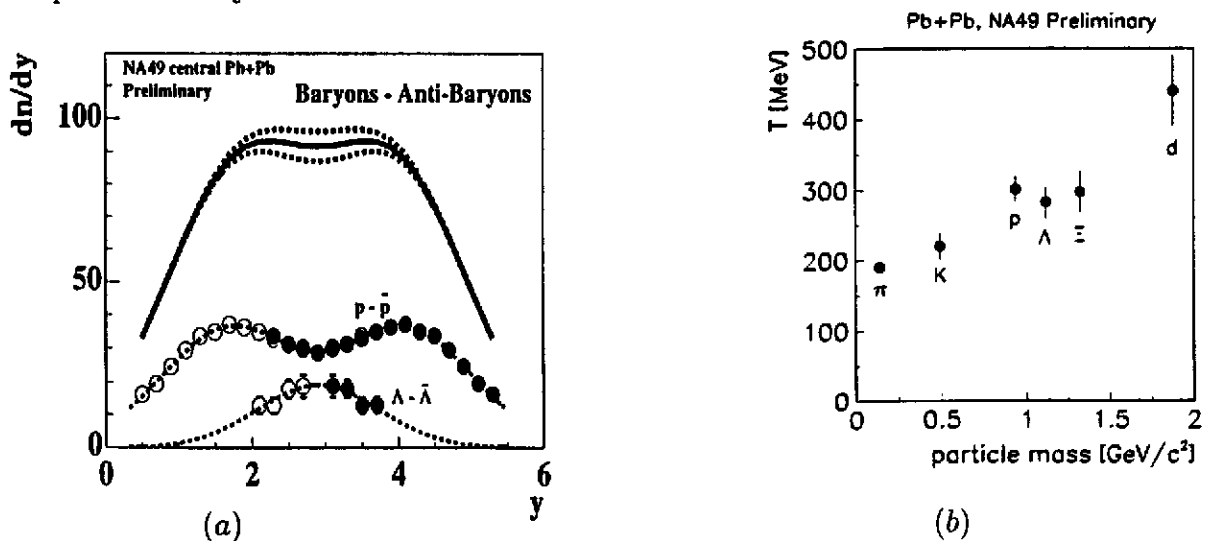
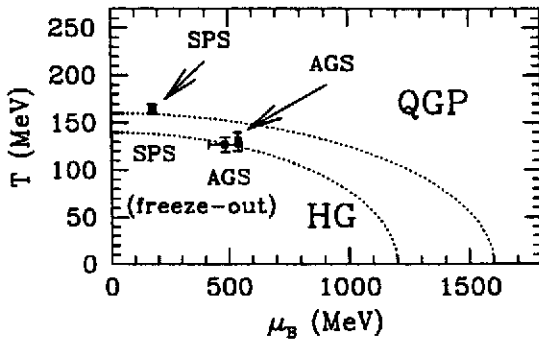


fig.I.10:(a) Distributions de rapidité nette des protons ($p - \bar{p}$) et des Λ ($\Lambda - \bar{\Lambda}$) mesurées au SPS (cercles). Distribution de rapidité nette de tous les baryons (trait plein) en faisant la somme: $2.1(p - \bar{p}) + 1.6(\Lambda - \bar{\Lambda})$, les facteurs 2.1 et 1.6 tenant compte respectivement des neutrons et des hyperons plus lourds. Figure extraite de [46]. (b) "Températures" transverses (T) apparentes (pentes inverses des spectres en masse transverse de divers hadrons) mesurées au SPS dans les collisions Pb+Pb à 158 A GeV. Figure extraite de [58].

En reproduisant les distributions $(1/m_{\perp}) * dN/dm_{\perp}$ par la fonction $C * e^{-m_{\perp}/T}$ (où C est une constante), on peut extraire le paramètre T pour les divers hadrons détectés (voir fig.I.10.(b)). Cette température apparente augmente avec la masse des particules. Ceci est expliqué actuellement par les effets du mouvement collectif qui affectent la pente des spectres différemment suivant la masse des hadrons. En effet, si en première approximation, on considère que la vitesse

de flow (contrairement à la vitesse "thermique") est indépendante de la masse de la particule (m), l'énergie cinétique correspondant à ce mouvement collectif, en revanche, augmente avec la masse. En utilisant une formule empirique et en évaluant la vitesse d'expansion collective transverse β_{\perp}^{flow} des particules, on peut déterminer la température "vraie" (T^{fo}) des hadrons au freeze-out: $T^{fo} = T - m < \beta_{\perp}^{flow} >^2$. Mais cette détermination est ambiguë car elle dépend de la manière dont on modélise le flow (profils de vitesse, de densité...). Les valeurs de $< \beta_{\perp}^{flow} >$ évaluées au SPS se situent entre 0.2 c et 0.5 c et la température T^{fo} autour de 160 MeV (voir tab.I.2). Notons que cette température de freeze-out est inférieure à celle de la boule de feu initiale.

Une revue récente des résultats obtenus dans les collisions Pb+Pb à 158 A GeV par la collaboration NA49 se trouve dans les articles [46, 47, 58].



ACCELERATEUR	AGS	SPS
dN/dy (hadrons) $\rightarrow \epsilon$ ($\frac{\text{GeV}}{\text{fm}^3}$)	1	2.5
dN_{net}/dy (baryons) $\rightarrow \mu_B$ (MeV)	500	200
$dN/dp_t \rightarrow T^{fo}$ (MeV)	130	160

tab.I.2

fig.I.11: Températures (T^{fo}) et potentiels chimiques baryoniques (μ_B) mesurés dans les collisions d'ions lourds à l'AGS et au SPS.

L'évolution attendue avec les accélérateurs RHIC et LHC est ponctuée de points d'interrogation sur la figure I.9.(b). On prédit une diminution du stopping et donc du potentiel chimique: les nucléons incidents possèdent une énergie trop élevée pour pouvoir la déposer complètement, s'arrêter et s'amasser dans la région centrale. Ils conservent donc des rapidités élevées mais sont néanmoins suffisamment ralentis par de multiples collisions pour engendrer une production massive de nouvelles particules. On prévoit donc une forte augmentation de la température: conditions qui nous rapprocheraient des caractéristiques de l'univers primordial et permettraient de dépasser largement le domaine ambigu de coexistence de phases. On s'attend à une production de particules beaucoup plus importante qu'au SPS (au LHC, environ un ordre de grandeur de plus : voir partie IV): plusieurs milliers de particules par unité de rapidité dans le domaine situé autour de la rapidité du centre de masse, témoignant d'une densité d'énergie et d'une température pouvant atteindre $10 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ et 260 MeV respectivement.

B) Evolution du PQG: le scénario de Bjorken

Pour schématiser l'évolution du PQG (fig.I.12), 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) initiale proche de la vitesse de la lumière (c), entrent en contact au temps $t = 0$. Suivant ce modèle et diverses spéculations théoriques [35, 38, 50], les valeurs de temps propre (τ) correspondant (très approximativement) aux différentes phases de la réaction (à l'échelle d'énergie du SPS) sont représentées par les hyperboles de la fig.I.12.

Le temps τ est le temps exprimé dans le repère propre des composants du système formé en expansion ($\tau = \sqrt{t^2 - z^2}$).

Ainsi d'après ces prédictions, le PQG se formerait durant une période de pré-équilibre d'environ 1 fm/c, conduisant à un système thermalisé (en équilibre thermique) de très petite dimension

(quelques fm^3). On pense que le temps d'équilibration chimique des quarks légers (u, d) pourrait être du même ordre ou un peu plus long (~ 1 à $3 \text{ fm}/c$) et que la durée totale de cette phase PQG ne devrait pas excéder 5 à $7 \text{ fm}/c$.

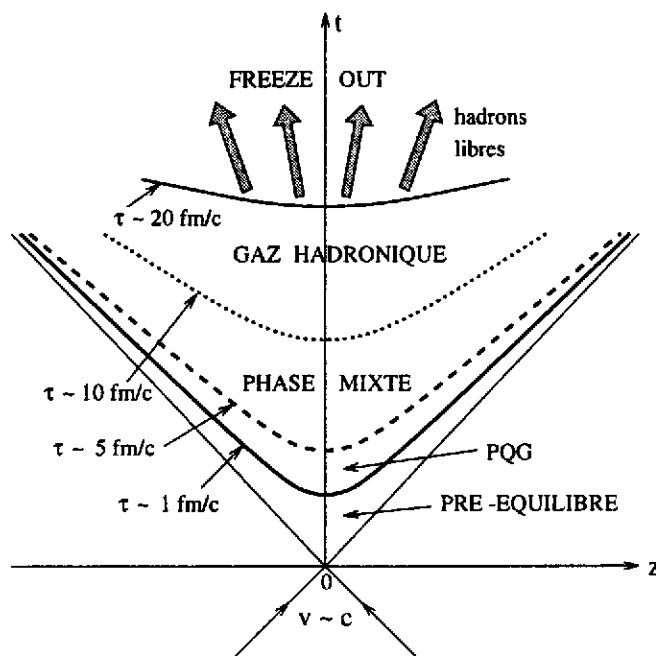


fig.I.12: Scénario d'évolution avec le temps d'un PQG formé dans une collision d'ions lourds.

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 progressivement en gaz hadronique lorsque la température atteint le seuil critique (T_c). Après cette période de coexistence de phases, lorsque $\tau \sim 10-20 \text{ fm}/c$, 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 : c'est le "freeze out" (à partir de $\tau \sim 20 \text{ fm}/c$) qui est défini comme le moment où la composition chimique du système se fige c'est-à-dire que les hadrons cessent d'interagir entre eux et entament leur trajectoire jusqu'aux détecteurs.

3) Les signatures expérimentales du PQG

Rechercher expérimentalement une manifestation du PQG lors d'une collision d'ions lourds consiste généralement à mesurer une observable dont la valeur est sensée, d'après les arguments théoriques, varier de façon significative suivant que l'évolution du système formé est caractérisée par une phase de plasma ou qu'elle a suivi un scénario purement hadronique. D'un point de vue théorique et "idéaliste", c'est une observable dont le comportement doit changer plus ou moins "brusquement" lorsque la densité d'énergie (ϵ) dépasse la densité critique et dont la valeur doit donc être différente de part et d'autre de ce seuil de transition de phase.

La démarche expérimentale, consiste donc à comparer la valeur que prend cette observable dans une collision proton-noyau où l'on est convaincu d'être sous le seuil ϵ_c avec sa valeur dans une collision noyau-noyau pour laquelle on espère avoir dépassé cette densité critique. Cela consiste souvent à interpréter les données des collisions noyau-noyau en comparant le comportement qu'on y observe avec celui que l'on y attend dans le cas d'un scénario hadronique, établi en extrapolant au cas noyau-noyau les mesures effectuées dans les collisions p-p, p-noyaux. Si des

différences significatives sont constatées et, si de surcroît, ces variations sont inexplicables par les modèles mettant en jeu des processus purement hadroniques, elles peuvent alors constituer une preuve de la formation d'un PQG.

On peut dire grossièrement qu'il existe deux types de modèles hadroniques: les modèles statistiques d'une part qui traitent le système formé comme un gaz hadronique en équilibre thermique et chimique et d'autre part les modèles dynamiques microscopiques qui décrivent la réaction entre les deux noyaux comme une cascade de collisions nucléon-nucléon où les phénomènes hors équilibre sont pris en compte. Aux énergies de bombardement du SPS, ces approches dynamiques se fondent pour la plupart sur un traitement phénoménologique des interactions non perturbatives entre les quarks des nucléons en collision [52, 53, 54]: elles modélisent souvent la formation de nouvelles particules (baryons et mésons) par la création et la cassure de cordes entre ces quarks (voir partie II.I).

Les problèmes liés à cette démarche sont de deux natures:

a) les conclusions que l'on peut tirer de ces études sont fortement dépendantes des modèles utilisés. Les phénomènes qui se produisent dans les collisions p+noyau ne sont pas suffisamment bien maîtrisés pour constituer une référence hadronique totalement sûre.

b) le choix des observables est particulièrement délicat. Il est en effet très difficile de signer le PQG car il s'agit d'un état transitoire de très faible durée de vie et de dimensions extrêmement réduites dont les signatures peuvent être totalement noyées dans le bruit de fond issu de la phase hadronique ultérieure, de durée et de volume beaucoup plus importants (voir fig.I.12).

En outre, certaines signatures et en particulier les signatures cinématiques (distribution du moment transverse moyen $\langle p_{\perp} \rangle$ en fonction de la densité de rapidité dN/dy par exemple) peuvent être gravement affectées et même détruites par les interactions hadroniques dans l'état final. En effet, la température et la densité caractérisant la phase de gaz hadronique sont encore très élevées, impliquant de multiples interactions entre hadrons tant que le "freeze out" n'a pas eu lieu, c'est-à-dire tant que l'on n'est pas descendu au-dessous du seuil de portée de l'interaction forte. Le "freeze out" se produit lorsque le libre parcours moyen des hadrons devient supérieur à la taille du système.

Ainsi, les signatures les plus robustes a priori sont fondées sur:

- les signaux leptoniques car les leptons n'interagissent pas par interaction forte avec les composants du gaz hadronique.
- les signaux liés aux nombres quantiques tels que l'étrangeté, qui sont en principe peu affectés par les interactions finales entre les hadrons.

Nous allons maintenant décrire très sommairement les principales signatures du PQG et faire un bref survol des résultats expérimentaux. Cette revue ne saurait donc être considérée comme exhaustive (pour un tour d'horizon plus complet et plus détaillé, voir [5, 6, 58]).

Avant de rechercher des signaux spécifiques du PQG, il faut caractériser le plus précisément possible les propriétés générales des systèmes que l'on forme dans les collisions d'ions lourds, c'est-à-dire recueillir des informations sur les conditions initiales de la boule de feu, son évolution spatio-temporelle, ses caractéristiques thermodynamiques, ..., au moyen d'observables globales.

A) Les observables globales

a) Conditions géométriques initiales:

Le paramètre d'impact (b) de la collision peut être déterminé en mesurant diverses quantités

directement corrélées à la centralité de la réaction:

- La multiplicité ou l'énergie transverse totale des produits de la réaction qui augmentent avec la violence de la collision (i.e., lorsque b diminue).
- L'énergie et le nombre des particules "spectatrices" qui augmentent avec b : dans un modèle géométrique simple du type "participant-spectateur", on considère que les nucléons qui sont dans la zone de recouvrement des deux noyaux participent à la collision tandis que les autres n'interagissent pas et gardent intacte leur énergie cinétique longitudinale initiale.

Ces mesures permettent d'opérer une classification des collisions suivant leur degré de centralité, l'objectif étant d'observer l'évolution des signaux spécifiques en fonction de la densité d'énergie qui dépend du paramètre d'impact (elle augmente lorsque b diminue).

b) Evolution spatio-temporelle:

Etudier les effets de la dynamique de la collision est primordial pour interpréter correctement les signaux émanant de la boule de feu. Il faut notamment évaluer les effets de mouvement collectif (flow) [55]. Des informations sur la taille et la durée de vie du système peuvent être extraites au moyen des techniques de corrélation (interférométrie HBT) des hadrons émis [56, 57, 49].

c) Caractéristiques thermodynamiques:

La mesure des distributions de rapidité et de masse transverse des hadrons (p, K, π, \dots) ainsi que la mesure des rapports ($p/K, K/\pi, \dots$) permettent une description (bien que délicate) du système en termes de S/A (entropie par baryon), de densité d'énergie, de température et de potentiel chimique (voir partie I.2.A).

La démarche expérimentale vise à corréler les observables globales avec les signaux spécifiques du PQG. L'idéal serait de pouvoir mesurer toutes les observables globales événement par événement. Au SPS, les multiplicités de particules sont encore trop faibles pour réaliser cette étude événement par événement dans de bonnes conditions statistiques: les analyses s'y font sur la base de classes d'événements. En revanche, nous verrons que les collisionneurs RHIC et LHC offriront cette possibilité.

Les signatures prédites pour le PQG peuvent être grossièrement rangées en 3 catégories: les sondes qui se fondent sur la détection des dileptons et des photons, les signaux mesurés à partir des hadrons ("signatures hadroniques") et les phénomènes "exotiques" (strangelets,..). Ces derniers seront traités en détail dans la partie III de ce cours.

B) Leptons et photons

Une synthèse schématique des diverses signatures attendues est réalisée sur la fig.I.13, centrée autour de la distribution en masse invariante des dileptons. Sur ce dessin idéalement "propre", on peut voir sortir du bruit de fond les différentes résonances qui se désexcitent en paires de leptons e^+e^- et $\mu^+\mu^-$.

a) Restauration de la symétrie chirale:

La disparition progressive du condensat de quarks dans un milieu dense et chaud devrait se traduire par une diminution de la masse des mésons vecteurs ρ, ω, ϕ et/ou une augmentation de la largeur de ces résonances. On espère donc voir expérimentalement dans les collisions noyau-noyau un surplus de dileptons e^+e^- dans la région de masse en dessous de 700 MeV par rapport à ce que l'on mesure dans les collisions p+noyau.

Les mesures effectuées jusqu'à présent au SPS par l'expérience NA45 CERES, pour les collisions S+Au [59] et plus récemment pour Pb+Au [60] révèlent effectivement un tel excès: sur la fig.I.14, les données π sont comparées à la production de e^+e^- attendue dans les processus de désintégration des $\pi^0, \eta, \eta', \rho, \omega, \phi$ qui décrivent correctement les collisions p+Pb.

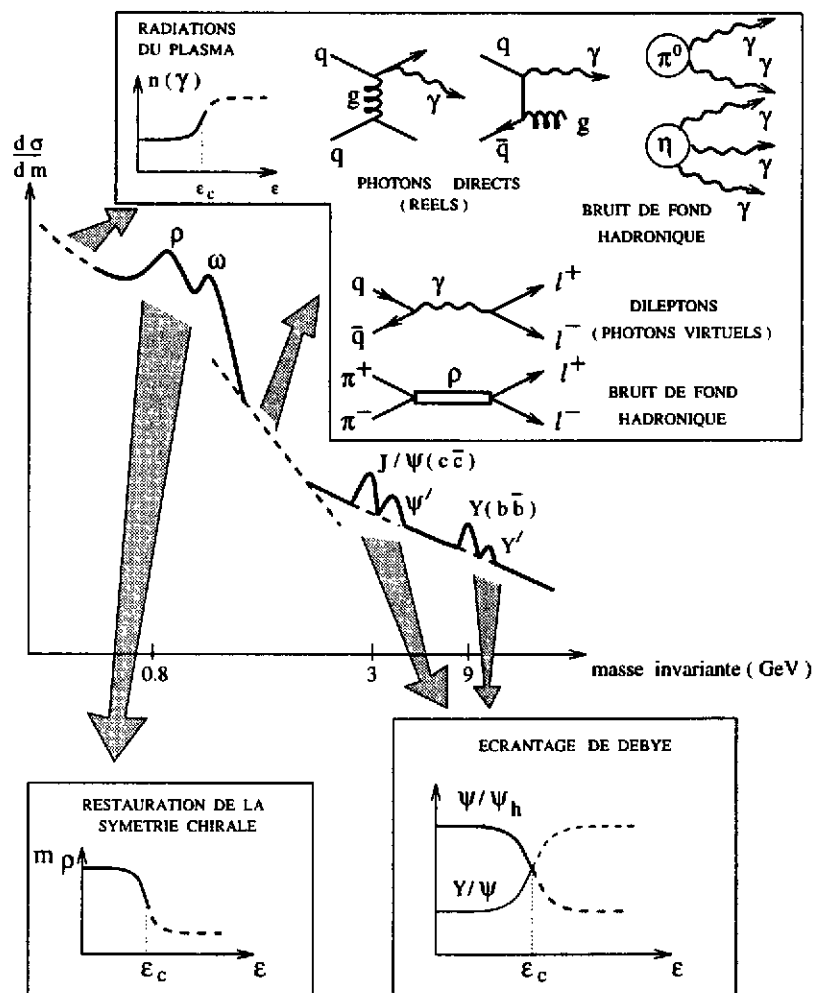


fig.I.13: spectre de masse invariante des dileptons.

Cet excès peut être expliqué par la formation d'un PQG mais il reste également compatible avec un scénario hadronique, lorsqu'on considère, en plus de l'annihilation $\pi^+\pi^- \rightarrow l^+l^-$, deux processus plus complexes. L'un suppose pour le méson ρ une masse dépendant du milieu [61,62], l'autre explique l'augmentation de la largeur du ρ par une modification du pion et une diffusion du ρ dans le milieu [63].

b) Radiations du plasma:

On pense que la phase plasma ($\epsilon > \epsilon_c$) devrait engendrer une production accrue de photons (γ). Les calculs théoriques montrent en effet que la création de photons réels (ou directs), par annihilation ou interaction de quarks dans le PQG, ainsi que la production de photons virtuels (par annihilation $q\bar{q}$) devrait excéder la production de photons envisagée dans un gaz de hadrons [6]. Mais la mise en évidence de tels excès est extrêmement difficile en raison de l'ampleur du bruit de fond hadronique émanant principalement de la désexcitation des mésons π^0 et η et de l'annihilation $\pi^+\pi^-$ (voir fig.I.13) A l'heure actuelle, en ce qui concerne la mesure des photons directs par les expériences WA80 [64], CERES [59] et celle des dileptons par les collaborations HELIOS et NA38 [65, 66], les excès (peu significatifs) enregistrés dans les collisions S+Au (par rapport à p-noyau) restent explicables par des processus hadroniques. En

revanche, les données de WA98 et de CERES, relatives aux collisions centrales Pb+Pb(Au), [67, 68], montrent un excès beaucoup plus net de photons directs et de dileptons par rapport au bruit de fond hadronique.

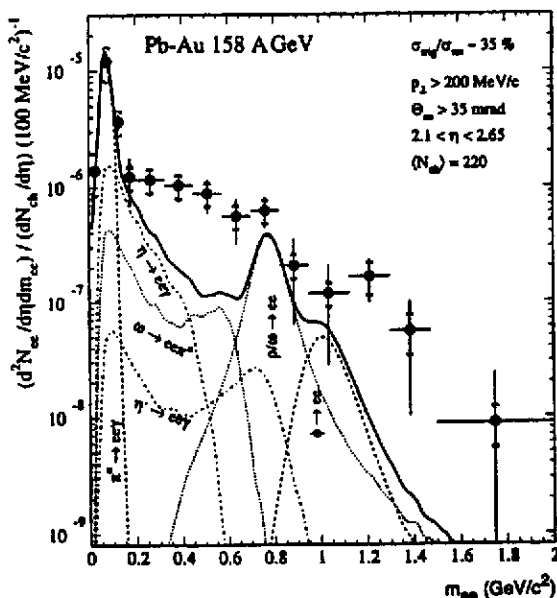


fig.I.14: Spectre de masse invariante des di-électrons dans les collisions Pb-Au, normalisé à la densité de particules chargées et comparé (voir texte) au bruit de fond hadronique (p+Pb).

c) Ecrantage de Debye

A cause de l'effet d'écrantage de la force de couleur dans un plasma, les états liés de quarks charmés $c\bar{c}$ (charmonium) donnant lieu aux résonances de la famille du ψ (J/ψ et ψ') devraient disparaître [69, 70] dès que la température dépasse la température critique. En revanche, les états de quarks beaux $b\bar{b}$ (Υ et Υ') peuvent rester liés bien au delà de T_c . Si l'on forme un PQG, on devrait observer expérimentalement, une suppression des charmonia par rapport à leur taux de production dans un processus hadronique (ψ_h). Cette problématique, les résultats expérimentaux très prometteurs de NA50 (suppression "anormale" du J/ψ) et leur interprétation [71, 72, 73, 74, 75] qui semble révéler l'empreinte du PQG, sont décrits en détail par M. Gonin dans son cours (Joliot Curie 98).

C) Les signatures hadroniques

Concernant les signatures hadroniques, dont quelques unes sont répertoriées plus bas, celles qui se fondent sur la production d'étrangeté sont probablement les plus prometteuses et seront traitées en détail dans la partie II.

- Les éventuelles fluctuations d'entropie ou de densité d'énergie sur l'ensemble du domaine de rapidité couvert lors des collisions doivent être mesurées car elles pourraient témoigner de phénomènes critiques associés à la transition de phase hadrons/PQG.
- De même, on pense que les phénomènes critiques associés à la transition chirale pourraient se manifester par des "condensats de chiralité désorientés" [76] que l'on espère déceler par la mesure des rapports $\pi^0/(\pi^+ + \pi^-)$.
- Le temps d'expansion du système, mesurable par les méthodes d'interférométrie (HBT), est selon certains calculs, sensible au scénario d'évolution du système: il serait plus élevé si l'on passe par une période de coexistence de phases.
- Les mesures des jets et du charme ouvert seront traitées dans la partie IV.

II : PRODUCTION DE BARYONS ET D'ANTI-BARYONS (MULTI-)ÉTRANGES

A) Les idées de départ:

Ce sont J. Rafelski et B. Müller qui, les premiers, ont suggéré (au début des années 80) que la création de paires quark-antiquark étranges ($s\bar{s}$) et la formation subséquente de baryons et d'anti-baryons étranges devait être plus abondante dans un PQG que dans un milieu hadronique [1, 77-81]. Comparons les deux situations:

1) Selon eux, dans un PQG, le temps d'équilibration chimique de l'étrangeté grâce à la fusion de gluons et l'annihilation de quarks légers $q\bar{q}$ ($q = u, d$) devrait être rapide : de l'ordre de 5 à 6 fm/c, ce qui correspond à peu près à la durée de vie estimée du plasma. La concentration de $s\bar{s}$ ($N_{s\bar{s}}$) a donc le temps, avant l'hadronisation du PQG, d'atteindre sa concentration à l'équilibre, i.e., sa concentration maximale. A l'équilibre chimique, $N_{s\bar{s}}$ est proportionnelle à $e^{-m_s/T}$ où m_s est la masse du quark s et T la température.

Dans ce milieu déconfiné, où l'on prédit une restauration (partielle) de la symétrie chirale, m_s devrait fortement diminuer, passant de la valeur effective (~ 500 MeV) qu'elle a pour les quarks constituants dans les hadrons à une valeur bien moindre (~ 150 MeV), favorisant ainsi d'un point de vue thermodynamique la production de paires $s\bar{s}$.

A cela s'ajoute un argument supplémentaire: dans des conditions de forte densité baryonique, le niveau de Fermi (E_F), en dessous duquel tous les états des quarks légers q sont déjà occupés et donc bloqués (principe de Pauli), est élevé. Si $E_F > 2m_s$, il devient plus favorable de créer une paire $s\bar{s}$ qu'une paire $q\bar{q}$.

2) Dans un Gaz Hadronique (GH), l'équilibration chimique de l'étrangeté devrait être beaucoup plus lente, en tous cas dépasser largement la durée de vie du système ($\tau_{GH}^{vie} \sim 30$ fm/c). La concentration en hypérons n'a donc pas le temps de saturer à sa valeur à l'équilibre. Cette tendance est d'autant plus marquée que la masse de l'hypéron est élevée. Nous verrons en effet que les hypérons "légers" tels que le Λ (uds), de masse $m_\Lambda = 1115$ MeV, peuvent être produits en assez grand nombre dans un milieu hadronique du fait de leurs seuils de formation raisonnables et donc s'approcher de leur concentration maximale avant le temps τ_{GH}^{vie} . En revanche, les hypérons plus lourds : le Ξ (qss) de masse 1315 MeV et le Ω (sss) de masse 1672 MeV ainsi que les anti-baryons associés $\bar{\Xi}$ et $\bar{\Omega}$ sont très défavorisés. Leur production directe (i.e., en une seule réaction du type $\pi + \pi \rightarrow \Omega + \bar{\Omega}$) nécessite une énergie très élevée (seuil ~ 3 GeV), tandis que leur production indirecte (3 ou 4 réactions successives) nécessite un temps moyen d'environ 100 fm/c ($\gg \tau_{GH}^{vie}$).

Ces (anti-)baryons multi-étranges constituent donc à priori une sonde particulièrement intéressante pour distinguer entre les scénarios GH et PQG. Encore faut-il que cette signature éventuelle du plasma ne soit pas trop affectée par les interactions dans l'état final qui succède au PQG. Durant cette phase hadronique, l'étrangeté ne peut être détruite que par les annihilations $s\bar{s} \rightarrow q\bar{q}$ qui se produisent dans des réactions du type $\Lambda + K^+ \rightarrow n + \pi^+$. Mais, vu la faible concentration des particules étranges par rapport à la multitude de hadrons non étranges, la probabilité de ces annihilations est (selon les calculs de P. Koch et al. [78]) très faible. Ces mêmes calculs montrent que la température dans l'état final n'est plus suffisante pour engendrer une production significative de baryons étranges lourds. La production de $s\bar{s}$ constitue donc un témoin assez "robuste" des premiers instants de la boule de feu.

Les (anti-)baryons étranges se désintègrent par interaction faible ($s \rightarrow q$) et sont détectés expérimentalement par leurs produits de désintégration (p, π, K). Il est possible de les identifier ainsi car leur temps de vie ($\sim 10^{-10} s$) et leur distance de vol (quelques centimètres en moyenne) sont suffisamment grands, devant la durée de vie de la boule de feu ($\sim 10^{-22} s$) et sa taille au freeze-out, pour pouvoir distinguer entre leurs vertex secondaires de désintégration et le vertex primaire de la collision.

B) Equilibration chimique de $s\bar{s}$ dans un PQG

D'après P. Koch, B. Müller et J. Rafelski [1, 78, 79] les principaux mécanismes de production de $s\bar{s}$ dans un plasma (fig.II.1) sont les suivants (à l'ordre le plus bas de QCD):

(1) annihilation $q\bar{q}$

(2) fusion (conversion) de deux gluons: ce dernier processus est largement dominant car la densité des gluons est beaucoup plus élevée que celle des quarks en raison de la dégénérescence (en 8 couleurs) et de la masse nulle des gluons.

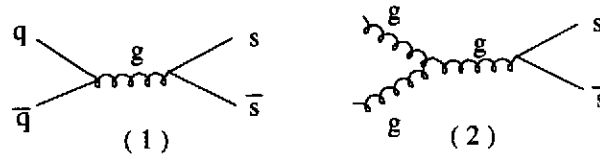


fig.II.1: mécanismes de production des paires $s\bar{s}$.

Partant d'un PQG où les q, \bar{q} et gluons sont à l'équilibre thermique et chimique ($gg \leftrightarrow q\bar{q}$), situation que l'on pense atteindre au bout d'environ 1-2 fm/c (voir fig.II.2), on peut calculer, à partir des sections efficaces des réactions (1) et (2), le temps d'équilibration chimique (τ^{eq}) de $s\bar{s}$. C'est le temps où la production d'étrangeté sature, c'est-à-dire le temps où les paires $s\bar{s}$ ($N_{s\bar{s}}$) atteignent leur concentration maximale ($N_{s\bar{s}}^{eq}$).

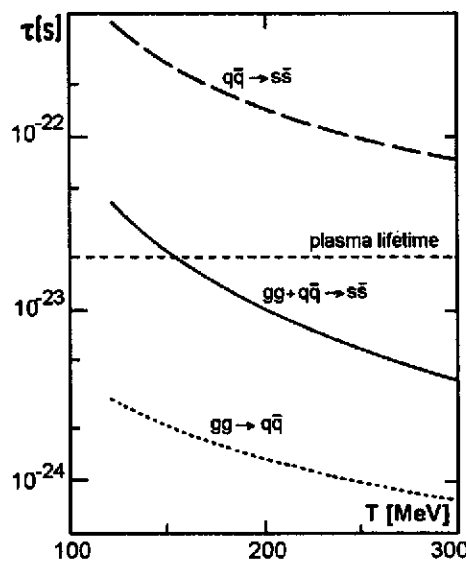


fig.II.2: Temps d'équilibration chimique (τ) en fonction de la température (T). La droite horizontale (en pointillés) correspond à la durée de vie estimée du PQG (6 fm/c).

La variation de τ^{eq} en fonction de la température du plasma est montrée sur la fig.II.2 [78]. Si l'on se place autour de $T=150-160$ MeV, ce qui est proche de la température critique attendue pour la formation d'un plasma et qui correspond aussi aux températures mesurées dans les collisions d'ions lourds au SPS, on voit que les mécanismes $gg \longleftrightarrow s\bar{s}$ et $q\bar{q} \longleftrightarrow s\bar{s}$ conduisent à un temps d'équilibration d' environ 6 fm/c. La fusion de gluons est déterminante: elle permet de gagner un facteur 10 par rapport au temps d'équilibration (~ 50 fm/c) que l'on aurait si l'on ne considérait que le processus $q\bar{q} \longleftrightarrow s\bar{s}$. Ce temps de 6 fm/c est proche du temps de vie du PQG. La concentration en $s\bar{s}$ ($N_{s\bar{s}}$) a donc le temps de se rapprocher fortement de la concentration à l'équilibre. Sur la fig.II.3 [78] qui montre l'évolution de $N_{s\bar{s}}$ en fonction du temps pour différentes températures, on voit en effet que, lorsque $t = 6$ fm/c, $N_{s\bar{s}} \sim 0.75 N_{s\bar{s}}^{eq}$ à $T = 160$ MeV et atteint $0.9 N_{s\bar{s}}^{eq}$ pour $T = 200$ MeV.

La formation d' (anti-)hypérons par recombinaison de quarks u , d et s lors de l'hadronisation du PQG sera facilitée par ces conditions de forte concentration en paires $s\bar{s}$.

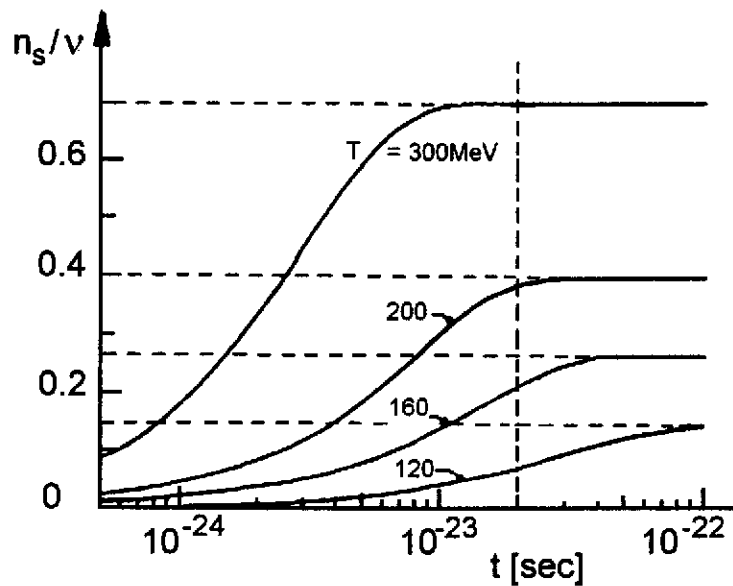


fig.II.3: Concentration en quarks étranges (n_s), normalisée à la concentration totale en quarks (ν) en fonction du temps (t) pour différentes températures. Les droites horizontales (en pointillés) indiquent les concentrations maximales à l'équilibre chimique. La droite verticale (en pointillés) correspond à $t=6$ fm/c.

C) Formation des (anti-)baryons (multi-)étranges dans un gaz hadronique:

Suivant la même logique que celle utilisée pour décrire la production de paires $s\bar{s}$ dans un plasma, J. Rafelski et al. [77, 78, 79] ont évalué la production d'étrangeté dans un gaz hadronique. En considérant un système hadronique à l'équilibre thermique ($T \sim 150$ MeV) ne contenant que des hadrons non étranges ($p, \bar{p}, n, \pi, \dots$) en équilibre chimique, i.e., en partant d'une concentration d'hypérons $N_Y^{t=0} = 0$, on peut calculer l'évolution de cette concentration avec le temps (dN_Y/dt) jusqu'au freeze-out du système. Cette équation cinétique est déduite de toutes les réactions de production, d'échange ou de destruction de l'étrangeté. Les sections efficaces de ces réactions sont extrapolées (tabulées) à partir de mesures expérimentales et moyennées thermiquement (i.e., les hadrons qui interagissent ont des vitesses qui suivent une distribution fixée par la température).

Voici quelques exemples de réactions de production de particules étranges:



On constate que si une seule réaction (impliquant un pion et un nucléon (N) et relativement peu coûteuse en énergie : ~ 500 MeV) suffit à créer un Λ , les conditions de production d'un Ξ ($\bar{\Xi}$) ou d'un Ω ($\bar{\Omega}$) sont beaucoup plus défavorisées.

Pour former un Ω ou un $\bar{\Omega}$ par exemple, il faut une séquence de 3 réactions successives, qui dure environ 100 fm/c en moyenne, ce qui est très supérieur au temps de freeze-out. De plus le processus de production du $\bar{\Omega}$ nécessite au départ un anti-nucléon \bar{N} , or dans un environnement où (comme au SPS) la densité baryonique est élevée, le nombre d'anti-nucléons est beaucoup plus faible que le nombre de nucléons. De plus, la section efficace de la réaction $p + \bar{p} \rightarrow 5\pi$ est environ 100 fois plus élevée que la réaction $\pi + \bar{p} \rightarrow \bar{K} + \bar{\Lambda}$.

On peut également fabriquer une paire $\Omega\bar{\Omega}$ directement ($\pi + \pi \rightarrow \Omega + \bar{\Omega}$) mais cette réaction est défavorisée car elle nécessite plus de 3 GeV d'énergie dans le centre de masse.

A tout ceci s'ajoute le fait que les réactions d'échange de l'étrangeté ont des sections efficaces beaucoup plus grandes que les réactions de production répertoriées plus haut.

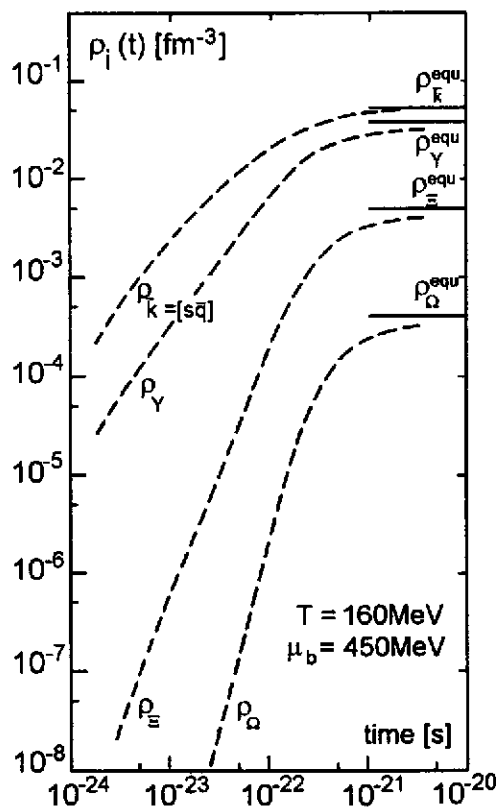


fig.II.4: Evolution de la concentration (ρ) des kaons et des hyperons dans un gaz hadronique en fonction du temps (courbes en pointillés). Les concentrations à l'équilibre (ρ^{eq}) sont données par les traits pleins.

Pour toutes ces raisons, l'équilibre chimique de l'étrangeté est loin d'être atteint durant la vie du GH, en tous cas en ce qui concerne les baryons et les anti-baryons lourds Ξ ($\bar{\Xi}$) et Ω ($\bar{\Omega}$). Ceci est illustré par la fig.II.4 [78] qui montre l'évolution de la concentration des hyperons avec le temps. Si l'on considère un temps de freeze-out de 10^{-22} s (30 fm/c), on constate que les

hypérons légers ($Y = \Lambda, \Sigma$) sont assez proches (à la moitié) de leur concentration maximale. En revanche pour le Ξ on observe un déficit de plus d'un facteur 10. L'écart par rapport à la valeur à l'équilibre est encore plus grand pour le Ω : supérieur à un facteur 100. Ainsi, dans un gaz hadronique, l'écart entre les divers hypérons augmente avec leurs masses [78, 79, 80]. Il est à noter que la production des anti-baryons multi-étranges est encore plus défavorisée que celle des baryons: pour le $\bar{\Xi}$ et le $\bar{\Omega}$, on se situe au moment du freeze-out respectivement à 1/100 et à 1/1000 de leur concentration à l'équilibre [78].

D) Comparaison qualitative entre la production d'hypérons à partir d'un PQG et d'un GH au freeze-out:

Les différences de temps d'équilibration chimique, suivant que l'on passe par un plasma ou que l'on reste dans un scénario hadronique, suggère les 2 tendances suivantes, au niveau des rapports de concentrations des hypérons Λ, Ξ et Ω :

(1) Les écarts entre les différents types d'hypérons produits à partir d'un PQG, où l'on est proche de l'équilibration chimique de $s\bar{s}$, varient peu avec la masse des hypérons.

$$\text{On a } \Omega/\Xi]_{PQG} \sim \Xi/Y]_{PQG}$$

En revanche, dans un GH, l'écart entre Ω et Ξ est plus grand que l'écart entre Ξ et Λ :

$$\Omega/\Xi]_{GH} < \Xi/Y]_{GH}$$

(2) Les écarts entre baryons étranges sont plus marqués dans le GH que dans le scénario PQG:

$$\Xi/Y]_{PQG} > \Xi/Y]_{GH}$$

$$\Omega/\Xi]_{PQG} > \Omega/\Xi]_{GH}$$

En combinant les observations (1) et (2), on peut déduire une hiérarchie supplémentaire:

$$\frac{\Omega/\Xi]_{PQG}}{\Omega/\Xi]_{GH}} > \frac{\Xi/Y]_{PQG}}{\Xi/Y]_{GH}} > 1$$

L'ensemble de ces tendances s'applique aussi bien aux hypérons qu'aux anti-hypérons.

Au vu de ces tendances, nous comprenons que la mesure expérimentale des rapports $\Xi/Y, \Omega/\Xi$ et $\bar{\Xi}/\bar{Y}, \bar{\Omega}/\bar{\Xi}$ devrait nous apporter de sérieuses indications sur le scénario qui s'est produit lors de la collision.

E) La démarche expérimentale:

Cette démarche consiste, pour une énergie de bombardement donnée (typiquement 160-200 GeV/nucl. au SPS), à comparer les rapports d'hypérons produits dans un système hadronique p+p ou proton-noyau, i.e., où l'on est sûr que la densité d'énergie (ϵ) n'a pas dépassé le seuil critique (ϵ_c) de formation d'un PQG, avec ces mêmes rapports issus d'une collision noyau-noyau où l'on espère avoir dépassé ϵ_c , c'est-à-dire avoir formé un PQG. Ce sont les collisions des noyaux les plus lourds (tels que Pb+Pb), à très faible paramètre d'impact, qui offrent le

maximum de chances de former un plasma, puisque la densité d'énergie augmente avec la masse des noyaux et la centralité de la collision.

Les principales expériences (sur cible fixe au SPS), qui mesurent les hypérons, sont les suivantes: NA35 [82], NA36 [83], WA85 [84, 85], WA94 [86], WA97 [87-91] et NA49. Les principaux systèmes étudiés sont: p+p, p+W, S+S, S+W, S+Pb à 200 A GeV ainsi que p+p, p+Pb, p+Au et Pb+Pb à 160 A GeV.

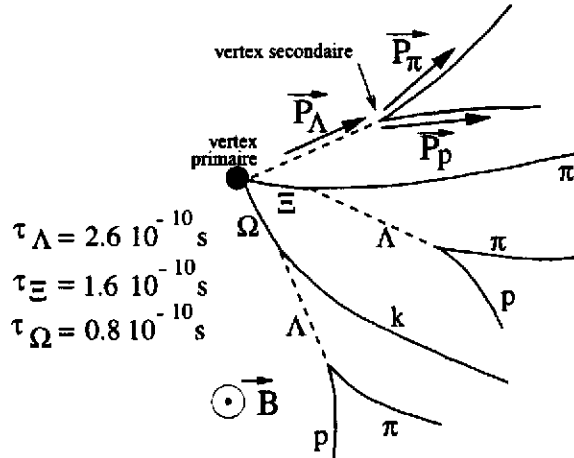


fig.II.5: Chaînes de désexcitation des hypérons dans un champ magnétique \vec{B} .

Les hypérons sont identifiés grâce à leurs produits de désexcitation (p, π , K), dont les trajectoires ne pointent donc pas au vertex principal de la collision. Les chaînes de désintégration du Λ , du Ξ et du Ω sont représentées sur la fig.II.5 de même que leurs durées de vie. Leurs distances de vol correspondent à quelques centimètres dans le centre de masse et à quelques dizaines de centimètres dans le laboratoire. Prenons le cas du Λ (voir fig.II.5): les trajectoires du p et du π , courbées par le champ magnétique \vec{B} , sont reconstruites par un système de tracking (chambre à étincelles dans NA35, TPC dans NA36 et NA49, chambres à fils dans WA85-WA94, détecteurs au silicium à pixels et micropistes dans WA97). Ayant ainsi déterminé le rayon de courbure ρ de ces traces, on déduit le p/Z (p : moment, Z : charge) des produits de désexcitation, grâce à la relation $B\rho = p/Z$. En faisant des hypothèses sur l'identité (π , K ou p) de ces produits de désintégration ou en les identifiant (dans NA49) par la mesure de leur perte d'énergie (combinée à l'information sur leur impulsion), on remonte à l'impulsion et à la masse du baryon émetteur. La mesure du Ξ ou du Ω nécessite une étape de plus: il faut d'abord reconstruire le Λ et l'associer avec un pion (ou un kaon) pour reconnaître l'émetteur initial.

Les expériences WA85 et WA94 [84, 85, 86] ont obtenu des résultats très prometteurs en comparant la production d'hypérons dans les collisions p+W et dans les collisions S+W et S+S à 200 GeV/nucl. Ils ont notamment montré que les rapports suivants étaient supérieurs à 1.

$$\frac{\Xi/\Lambda]_{S+W}}{\Xi/\Lambda]_{p+W}} > 1 \quad \frac{\Xi/\Lambda]_{S+W}}{\Xi/\Lambda]_{p+W}} > 1$$

Cette tendance est compatible, d'après les arguments théoriques développés précédemment, avec la formation d'un PQG dans les collisions S+W (S+S). Mais ces rapports sont explicables également par des modèles hadroniques. Une étude plus complète, incluant notamment la mesure des Ω , $\bar{\Omega}$ était nécessaire pour contraindre davantage les modélisations hadroniques.

Je ne décrirai en détail que les résultats de WA97 car il s'agit d'une expérience qui permet, depuis 1996, de mesurer dans les conditions optimales, i.e., dans les collisions de "vrais"

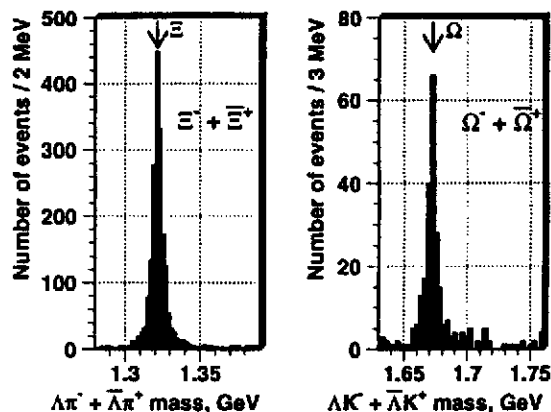


fig.II.6: Distributions de masse invariante des Ξ (Ξ) et des Ω (Ω).

ions lourds (Pb+Pb à 160 A GeV), toute la panoplie $\Lambda, \bar{\Lambda}, \Xi, \bar{\Xi}$ et $\Omega, \bar{\Omega}$. En effet, les autres expériences sont limitées soit aux noyaux légers soit à un appareillage moins optimisé pour mesurer de manière satisfaisante les $\Omega, \bar{\Omega}$. Les collisions Pb+Pb permettent d'avoir une statistique suffisante en ce qui concerne ces baryons multi-étranges. Mais en contre partie, l'augmentation de la multiplicité des particules chargées a nécessité dans WA97 le développement d'outils de tracking et d'identification plus performants (de très bonne granularité) basés sur des détecteurs au silicium. La qualité que l'on obtient pour les spectres en masse invariante est visible sur la fig.II.6.

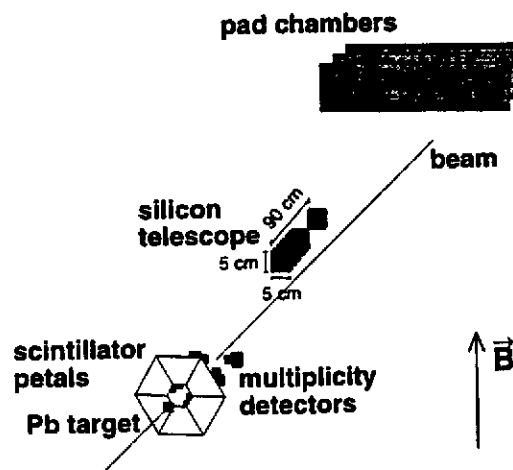


fig.II.7: Schéma du set-up de l'expérience WA97.

Une vue schématique du set-up de WA97 est donnée sur la fig.II.7. Les hadrons issus de la désintégration des (anti-) hypérons, que l'on peut reconstruire dans une zone de confiance allant jusqu'à 30 cm de la cible pour les Λ ($\bar{\Lambda}$) et jusqu'à 20 cm pour les Ξ ($\bar{\Xi}$) et les Ω ($\bar{\Omega}$), traversent successivement 7 plans de détecteurs Si à pixels de dimension $75 \times 500 \mu\text{m}$, 10 plans de détecteurs Si à micropistes espacées de $50 \mu\text{m}$ et une série de chambres à fils. Leurs trajectoires sont courbées par un champ magnétique de 1.8 Tesla.

Le spectromètre, légèrement relevé (de quelques degrés), couvre la zone cinématique autour de la rapidité du centre de masse ($y_{c.m.} = 2.9$) et un domaine de moments transverses moyens (entre 0.6 et 2.7 GeV/c).

F) Les résultats de WA97

Les principaux résultats de WA97 sont exposés en [87-91]. La fig.II.8 [88] montre l'évolution du nombre relatif (i.e., par rapport à p+Pb) des (anti-)hypérons Λ ($\bar{\Lambda}$), Ξ ($\bar{\Xi}$), Ω ($\bar{\Omega}$) produits par événement lorsqu'on passe du système p+Pb au système Pb+Pb puis à des collisions Pb+Pb de plus en plus centrales.

Ces abondances sont en fait représentées en fonction du nombre moyen de collisions inélastiques binaires nucléon-nucléon ($\langle N_{collisions} \rangle$). Ce nombre varie d'une valeur d'environ 3-4 pour une collision p+Pb à des valeurs dépassant plusieurs centaines pour les collisions Pb+Pb à paramètre d'impact intermédiaire et atteint des valeurs de l'ordre de 1000 dans les événements les plus centraux ($b \rightarrow 0$). Evidemment, le fait que le nombre d'hypérons par événement augmente avec $\langle N_{collisions} \rangle$ est trivial (plus on a de collisions, plus on produit de particules). Mais l'intérêt de cette figure réside dans le fait que les nombres d'hypérons sont normalisés à $\langle N_{collisions} \rangle$. Ce qui signifie que si la multiplicité d'hypérons était simplement proportionnelle à $\langle N_{collisions} \rangle$, en d'autres termes si l'on pouvait décrire les multiplicités que l'on obtient dans Pb+Pb (à $b \sim 0$) par un simple facteur d'échelle (i.e., 200 fois celles que l'on trouve dans p+Pb), la quantité "Hyperons/event/ $\langle N_{collisions} \rangle$ " (fig.II.8) resterait constante lorsque $\langle N_{collisions} \rangle$ augmente. Or la fig.II.8 montre que le nombre d'hypérons croît plus vite que $\langle N_{collisions} \rangle$.

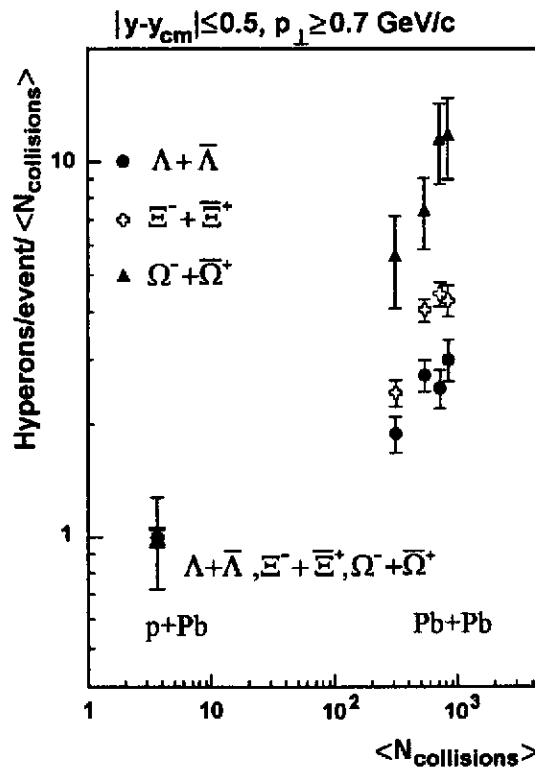


fig.II.8: Nombre d'hypérons par événement, rapporté au nombre mesuré dans le système p+Pb et au nombre moyen de collisions inélastiques binaires $\langle N_{collisions} \rangle$, en fonction de $\langle N_{collisions} \rangle$.

De plus, on observe une hiérarchie intrigante: l'augmentation du nombre d'hypérons, lorsqu'on passe de p+Pb à Pb+Pb, est plus forte pour le Ω que pour le Ξ qui lui même croît plus vite

que le Λ . Les rapports les plus récemment publiés [89] par WA97 sont les suivants:

$$\frac{\Omega]_{Pb+Pb}}{\Omega]_{p+Pb}} \sim 770 \quad \frac{\Xi]_{Pb+Pb}}{\Xi]_{p+Pb}} \sim 240 \quad \frac{\Lambda]_{Pb+Pb}}{\Lambda]_{p+Pb}} \sim 130$$

On en déduit le rapport:

$$\frac{(\Omega + \bar{\Omega})/(\Xi + \bar{\Xi})]_{Pb+Pb}}{(\Omega + \bar{\Omega})/(\Xi + \bar{\Xi})]_{p+Pb}} \sim 3$$

En tenant compte des barres d'erreur, ce résultat doit être nuancé: la collaboration WA97 annonce, avec un degré de confiance de 95%, que ce rapport est au moins supérieur à 2 et donc supérieur au rapport:

$$\frac{(\Xi + \bar{\Xi})/(\Lambda + \bar{\Lambda})]_{Pb+Pb}}{(\Xi + \bar{\Xi})/(\Lambda + \bar{\Lambda})]_{p+Pb}} \sim 1.5-2$$

La comparaison de ce résultat à la hiérarchie issue des prédictions théoriques exposées dans la section D, montre que le comportement du système formé dans les collisions Pb+Pb est compatible avec ce que l'on attend pour un plasma.

Cette empreinte du PQG est consolidée par la fig.II.9 qui décrit l'état le plus récent (avec une meilleure statistique que celle de la fig.II.8) des données de WA97 [89, 90], en ce qui concerne les nombres de $\bar{\Lambda}$, $\bar{\Xi}$ et $\Omega + \bar{\Omega}$ et en offre une analyse particulièrement intéressante:

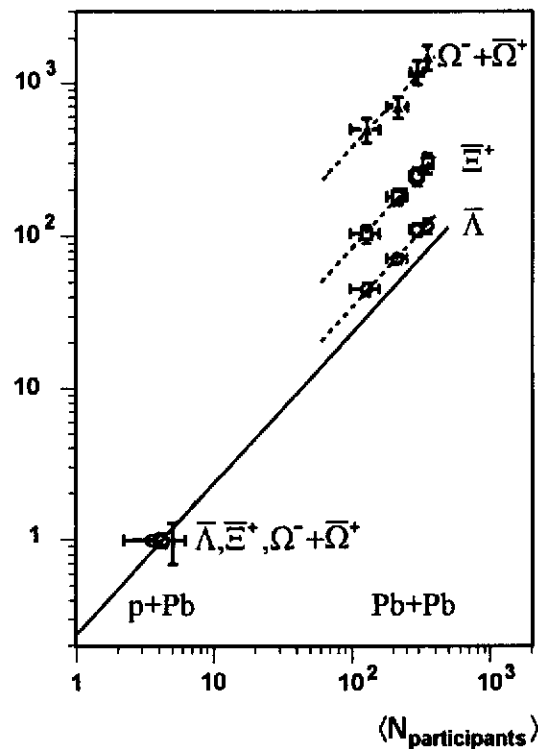


fig.II.9: Nombre d'hypérons par événement Y (rapporté à la mesure dans p+Pb: $Y]_{p+Pb}=1$) en fonction du nombre de nucléons participants ($\langle N_{participants} \rangle$).

Ces nombres relatifs (rapportés à p+Pb) sont exprimés ici en fonction de $\langle N_{participants} \rangle$ qui représente le nombre moyen de nucléons participants dans la collision et constitue donc une mesure de la centralité de la réaction. Les méthodes utilisées pour déterminer $\langle N_{participants} \rangle$ sont décrites en [90, 91]. Entre les collisions Pb+Pb semi-centrales (à paramètre d'impact intermédiaire) et celles à très faible b (~ 0), $\langle N_{participants} \rangle$ varie de 100 à ~ 400 .

Entre p+Pb et Pb+Pb, les nombres (Y) des divers types de particules $\bar{\Lambda}$, Ξ et $\Omega + \bar{\Omega}$ augmentent plus vite que $\langle N_{participants} \rangle$. Tous se situent au dessus de la droite (en trait plein) qui correspondrait à une évolution linéaire de Y en fonction de $\langle N_{participants} \rangle$. On retrouve la même hiérarchie que celle visible sur la fig.II.8: l'éloignement par rapport au comportement linéaire s'accroît avec la masse de la particule et est maximum pour le Ω (qui suit une loi en $\langle N_{participants} \rangle^{1.72}$ entre p+Pb et Pb+Pb).

On peut quantifier l'augmentation de l'étrangeté par le rapport:

$$E = \frac{Y / \langle N_{participants} \rangle_{Pb+Pb}}{Y / \langle N_{participants} \rangle_{p+Pb}}$$

Ce rapport E est représenté sur la fig.II.10 en fonction du nombre de quarks étranges s , pour les diverses particules mesurées dans WA97 (hadrons h^- , K_s^0 , Λ , Ξ , ...).

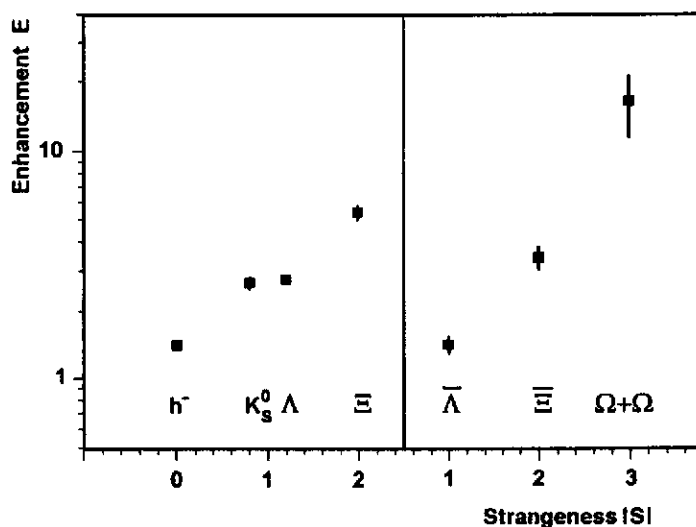


fig.II.10: Augmentation de l'étrangeté (E) en fonction du nombre de (anti-) quarks étranges $|s|$.

A partir des collisions Pb+Pb, i.e., $\langle N_{participants} \rangle$ supérieur à 100, la progression des Y peut être reproduite par une croissance linéaire avec $\langle N_{participants} \rangle$ (droites en pointillés sur la fig.II.9) pour les 3 types de particules considérées. Cela signifie que E atteint son maximum autour de $\langle N_{participants} \rangle = 100$ (ou avant ?) et demeure ensuite constant (E est saturé). Aucune des droites (en pointillés) ne passe par le point correspondant à p+Pb ($Y=1$). La question se pose donc de savoir si seule l'évolution linéaire, représentée sur la fig.II.9 est capable de décrire correctement la variation de Y au dessus de $\langle N_{participants} \rangle = 100$. Cela semble être le cas au moins pour les Ω et $\bar{\Omega}$: l'ensemble des points (Y) est plus difficilement reproductible si l'on considère pour le fit une seule et même courbe physique, allant sans discontinuité de p+Pb à Pb+Pb ($\langle N_{participants} \rangle = 400$). Un changement de comportement "brutal" (i.e., avec discontinuité) de la production d'hypérons semble donc s'opérer quelque part entre p+Pb et Pb+Pb. Ceci témoignerait d'une transition de phase.

Pour pouvoir répondre sans ambiguïté à cette question, il faut mesurer des valeurs de Y correspondant à des cas intermédiaires entre p+Pb et $\langle N_{participants} \rangle = 100$ et étudier l'évolution de

ces tendances avec l'énergie dans le centre de masse. Ceci fait partie des objectifs de l'expérience NA57 à venir.

Parallèlement à cette analyse, une autre étude s'imposait pour conforter ces résultats qualitatifs, consistant à réaliser une comparaison quantitative plus détaillée entre les valeurs expérimentales de tous les rapports d'hypérons et les prédictions émanant de modèles phénoménologiques : d'une part les modèles statistiques de plasma et d'autre part les modèles hadroniques aussi bien statistiques (gaz hadronique à l'équilibre) que dynamiques microscopiques.

G) Modèles de plasma et de gaz hadronique

Cet exposé ne saurait être exhaustif: nous allons nous intéresser ici aux prédictions d'un modèle de plasma développé par J. Letessier, J. Rafelski et A. Tounsi [92, 93, 94].

Schématiquement, le scénario que sous-tend ce modèle est le suivant:

Partant d'une collision entre deux noyaux à un paramètre d'impact donné, le calcul de l'énergie par baryons ($E/A \sim E_{c.m}/A_{part}$, où $E_{c.m}$ est l'énergie totale dans le centre de masse et A_{part} le nombre de nucléons participants) et la paramétrisation de la fraction d'énergie déposée et de la fraction de baryons stoppés définissent la compression et la température initiale du système: un gaz de quarks et de gluons en interaction dont l'évolution des caractéristiques thermodynamiques (en particulier la diminution de température) sera gouvernée par une expansion hydrodynamique (augmentation de volume) combinée à une désexcitation par émission de particules et à l'équilibration chimique progressive des quarks et des gluons.

Le degré d'équilibration chimique d'un type de quarks donné i ($i = u, d, s$) est paramétrisé par le facteur γ_i ($\gamma_i = n_i/n_i^{eq}$ où n_i est la concentration des quarks i et n_i^{eq} leur concentration maximale à l'équilibre).

La fonction de partition du système permet de calculer ses grandeurs thermodynamiques à chaque stade de son évolution, en particulier la concentration de quarks d'un type i approximée par :

$$n_i = \gamma_i \lambda_i e^{-E_i/T}$$

Dans cette expression, λ_i représente la fugacité du quark de type i :

$$\lambda_i = e^{\mu_i/T}$$

où μ_i est le potentiel chimique de l'espèce i .

Les quarks et anti-quarks légers $q(u, d)$ ont des fugacités inverses:

$$\lambda_q = 1/\lambda_{\bar{q}} > 1, \text{ lorsque } n_q > n_{\bar{q}}.$$

En revanche, comme $n_s = n_{\bar{s}}$, le potentiel chimique μ_s doit en principe être égal à 0 ($\lambda_s = 1$) dans le cas d'un plasma de quarks et de gluons. Ceci n'est pas le cas pour un gaz hadronique. Ce paramètre peut donc être très utile pour distinguer entre les deux scénarios. En effet dans un gaz hadronique, les quarks s et antiquarks \bar{s} en nombre égal sont liés aux u , \bar{u} , d et \bar{d} à l'intérieur des (anti-)baryons. Par conséquent, dans un milieu où la densité baryonique nette est élevée, μ_s doit être nettement supérieur à 0 pour corriger l'assymétrie introduite dans l'espace de phases par l'excès de baryons par rapport aux anti-baryons.

Les diverses étapes considérées dans ce modèle sont:

1.) Equilibre thermique pour $t < 1$ fm/c:

L'équilibre chimique des saveurs légères (q, \bar{q}) n'est pas encore atteint ($\gamma_q \sim 0.2$) et la production de $s\bar{s}$ commence à peine ($\gamma_s \sim 0.03$).

2.) Equilibre chimique de q, \bar{q} à $t \sim 1$ fm/c:

La production de $s\bar{s}$ augmente mais $\gamma_s < 1$ (~ 0.15).

3.) Freeze-out du système à $t \geq 5$ fm/c:

L'équilibre chimique de $s\bar{s}$ est presque atteint ($\gamma_s \rightarrow 1$). On considère une fragmentation "brutale" (soudaine) du plasma en hadrons à une température T_f . A partir du nombre de quarks i (n_i) on peut ainsi calculer le nombre (N_j) de baryons étranges d'un type donné j : $N_j(E_j)$ est proportionnel à $\prod_{i \in j} n_i(E_i)$.

En intégrant ces nombres sur le même domaine de rapidité et de moment transverse que celui couvert expérimentalement, on peut confronter l'expérience aux prédictions du modèle grâce à un fit multi-paramétrique.

Le but est de reproduire les rapports d'hypérons expérimentaux Ω/Ξ , Ξ/Λ , ..., ainsi que la "température" extraite de leur distribution en masse transverse et corrigée des effets de flow transverse, en variant les paramètres du modèle, en particulier λ_q , λ_s et γ_s , tout en s'assurant que les valeurs de ces paramètres restent cohérentes, c'est-à-dire compatibles avec celles qu'on attend dans un plasma.

parameters					DATA WA97	MODEL
T (MeV)	λ_q	λ_s	γ_s	χ^2	Ξ/Λ	0.136
150 → 270	1.5	1.14	0.6 - 0.9	~ 1	$\bar{\Xi}/\bar{\Lambda}$	0.232
					Ω/Ξ	0.185
					$\bar{\Omega}/\bar{\Xi}$	0.320
					$\bar{\Lambda}/\Lambda$	0.153
					$\bar{\Xi}/\Xi$	0.261
					$\bar{\Omega}/\Omega$	0.451

tableau.II.1: Valeurs expérimentales de rapports d'hypérons mesurés dans WA97 (DATA) comparées aux valeurs théoriques (MODEL) extraites d'un modèle de plasma [93].

Le jeu de paramètres [93] qui permet de reproduire de manière satisfaisante les données de WA97 (voir tab.II.1.) conduit aux commentaires suivants:

La valeur du paramètre $\lambda_s = 1.14$ correspond à un potentiel μ_s certes assez élevé (environ 20 MeV) mais qui peut être compatible avec un PQG dans lequel des différences de nombres quantiques (tel que l'isospin) apparaîtraient entre les quarks et les anti-quarks étranges [94].

Le degré d'équilibration chimique de l'étrangeté, quantifié par γ_s , variant entre 0.6 et 0.9, est important et donc également cohérent avec le scénario PQG.

La fugacité λ_q est égale à 1.53, ce qui correspond à un potentiel chimique baryonique:

$$\mu_B = T \ln(\lambda_q^3) \sim 200 \text{ MeV.}$$

Des études conduites notamment par P. B. Munzinger, J. Letessier, ... [48, 93] montrent que les données de WA85 et de WA97 peuvent également être reproduites par un modèle de gaz hadronique avec le jeu de paramètres suivant: $T = 160$ MeV, $\mu_B \sim 180 - 200$ MeV,

$\lambda_s = 1.1$, $\langle \beta_{\perp}^{flow} \rangle$ (vitesse de flow transverse) $\sim 0.4 c$ et $\gamma_s = 1$. Ces modèles, pour décrire correctement les rapports d'hypérons, doivent donc faire l'hypothèse d'un équilibre chimique absolu de l'étrangeté (i.e., $\gamma_s = 1$), or ceci ne paraît pas cohérent avec ce qu'on attend dans un gaz hadronique (voir section C). Cela prouve, soit que l'on se trompe sur les mécanismes d'évolution et d'équilibration de l'étrangeté dans un GH et dans un système hadronique en général, soit que le scénario PQG est le mieux adapté pour décrire de manière cohérente les données expérimentales.

Ainsi, d'après J.Letessier et al., bien que le scénario PQG ait leur préférence, les seules conclusions que l'on peut faire à ce stade sont que l'état final du système s'apparente à une source en équilibre thermique et chimique, en expansion collective transverse et caractérisée par une température ($\sim 150-160$ MeV) et un potentiel chimique baryonique (~ 200 MeV) proches de la limite théorique de la transition de phases GH/PQG.

Pour espérer, au moyen de ces approches, trancher définitivement entre les deux scénarios, il faudrait être en mesure de dépasser clairement cette limite ambiguë où l'interprétation des données en terme de PQG reste soumise à la concurrence des modélisations hadroniques. Cette perspective nous est offerte par les projets d'expériences au RHIC et au LHC (voir partie IV).

Mais mise à part ces ambiguïtés, cette étude rencontre d'autres difficultés qui sont liées à l'essence même des hypothèses que l'on fait dans ces approches statistiques. Je vais donner quelques exemples de ces problèmes dans les sections (H) et (I).

H) Modélisation de la transition de phases:

L'hypothèse de hadronisation "subite" du PQG, telle qu'elle est faite dans le modèle de plasma que nous venons de voir, peut, d'après C. Spieles et al. [96] avoir des conséquences significatives sur la production de l'étrangeté et en particulier sur les rapports antihypérons/hypérons. Selon eux, la dynamique de la transition (coexistence des phases GH/PQG) doit être prise explicitement en compte. Leur modélisation exposée en détail en [96] consiste grossièrement à considérer un volume de plasma (décrit par une équation de type "Bag model") entouré par une couche de gaz hadronique (mélange de gaz de Fermi et de Bose) avec laquelle il est en équilibre (conditions de Gibbs). Au cours du temps le plasma se refroidit et alimente la phase hadronique, elle même soumise à une évaporation de particules. La couche de GH est essentiellement alimentée en mésons car les baryons y sont très défavorisés en raison de leur masse $m_B \gg T \sim 160$ MeV (le nombre de baryons dans le GH est proportionnel à $e^{-m_B/T}$).

Si l'on considère un PQG où le potentiel chimique μ_q est élevé ($n_q > n_{\bar{q}}$) au départ, cette hadronisation progressive en mésons (autant de quarks que d'anti-quarks s'échappent du plasma tandis que son volume diminue) entraîne une augmentation de la densité baryonique nette (ρ_B) de la phase PQG.

Parallèlement à cela s'effectue un processus de distillation (séparation) des quarks s et des anti-quarks \bar{s} . Au départ $n_s = n_{\bar{s}}$. Mais comme $n_u > n_{\bar{u}}$, l'émission de $K^+(u\bar{s})$ du plasma vers le GH sera plus abondante que l'émission de $K^-(s\bar{u})$. Le PQG va donc progressivement s'enrichir en étrangeté nette ($n_s - n_{\bar{s}}$ augmente) car les \bar{s} passent dans la phase hadronique.

Si la constante de sac $B^{1/4}$ est faible (< 160 MeV), la hadronisation est suffisamment lente pour permettre une forte augmentation de la densité de quarks nette et de l'étrangeté nette: l'émission dominante de K^+ a pour effet de diminuer la production d'anti-hypérons qui ne peuvent être créés qu'au début de la coexistence de phases, lorsque le nombre de \bar{s} est encore suffisant dans le plasma. En revanche, dans ce contexte, la production d'hypérons pourra se faire beaucoup plus longtemps et sera favorisée. Ces phénomènes peuvent donc fortement

affecter les rapports anti-hypérons/hypérons.

En revanche si $B^{1/4}$ est élevée (> 200 MeV), la transition de phases est trop rapide ($\sim 5-10$ fm/c) pour que ces phénomènes puissent avoir une influence significative.

I) Production d'étrangeté par des processus hors-équilibre:

Jusqu'ici, nous n'avons considéré la formation d' (anti-)baryons (multi-)étranges que dans des conditions d'équilibre thermique. Or il est probable qu'elle fasse en partie appel à des processus hors-équilibre. En effet une production substantielle de baryons lourds pourrait se faire dans les tous premiers instants de la collision ($t < 1$ fm/c) grâce à des collisions très énergiques entre nucléons incidents.

Dans un système hadronique à l'équilibre, nous avons vu (section C) que la masse élevée des Ξ (Ξ) et Ω (Ω) constituait un handicap car les moments des hadrons à l'équilibre sont trop faibles en moyenne pour produire aisément ces hypérons lourds lors des réactions dans le GH. En revanche, en début de collision, avant équilibration du système, les réactions entre les nucléons incidents, qui possèdent encore des moments longitudinaux relatifs très grands, sont suffisamment violentes pour déposer l'énergie nécessaire à la formation de particules très massives.

La production des Λ (Λ), Ξ (Ξ) et des Ω (Ω) pourrait donc, dans des proportions que l'on ignore, provenir de deux contributions distinctes: production à l'équilibre et processus hors-équilibre.

La description de ces processus hors-équilibre nécessite une modélisation phénoménologique des aspects dynamiques microscopiques des collisions d'ions lourds. Il s'agit de modéliser, en partant de deux paquets de nucléons qui entrent en contact au temps $t=0$, les multiples interactions hors-équilibre que vont subir ces nucléons ainsi que la production de nouvelles particules, elles mêmes sujettes à de nombreuses ré-interactions, jusqu'au moment où ces hadrons deviennent libres. Les modèles de ce type sont nombreux, à titre d'exemple on peut se référer à [11(c), 97, 98, 99, 51, 52, 53].

Il faut donc décrire à la fois la propagation de ces hadrons et la façon dont ils réagissent entre eux: on considère généralement qu'une collision se produit entre 2 hadrons si leur distance est inférieure à $(\sigma/\pi)^{1/2}$ où σ est leur section efficace de réaction.

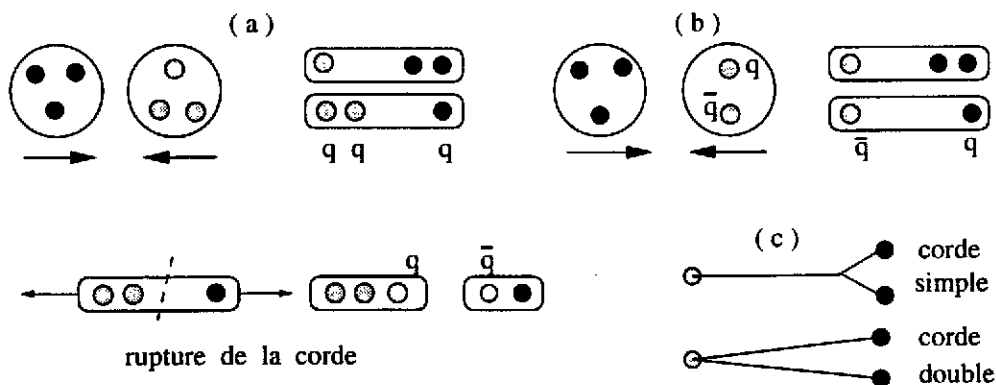


fig.II.11: Illustration du principe des modèles de cordes.

Les modèles les mieux adaptés aux énergies du SPS sont ceux (tels VENUS, FRITIOF,...) qui utilisent le formalisme des "cordes" [51, 52, 53] pour décrire, de manière phénoménologique, les interactions non perturbatives qui s'établissent entre les partons des hadrons en collision.

La procédure est illustrée sur la fig.II.11 dans le cas d'une réaction entre 2 baryons (a): deux cordes (objets orientés longitudinalement) se créent entre les partons des deux baryons. Dans

ce cas, chaque corde tend un champ de couleur attractif entre le quark de l'un des baryons et un diquark de l'autre baryon. Dans le cas d'une collision baryon-méson (b), on a une corde quark-diquark plus une corde quark-antiquark.

Les cordes ainsi formées contiennent une énergie d'excitation, provenant du moment transféré entre les hadrons, qui va entraîner leur rupture et la matérialisation d'une paire $q\bar{q}$, conduisant, comme dessiné sur la fig.II.11, à la formation de nouveaux hadrons.

La première génération de ce type de modèles permettait de décrire correctement les caractéristiques générales des collisions d'ions lourds au SPS, en particulier les multiplicités élevées de particules chargées (> 1000) mesurées expérimentalement. Mais certains aspects plus détaillés, tels que les distributions de rapidités des divers hadrons, étaient plus difficilement reproduits. En particulier, la production d'étrangeté était sous-estimée d'un facteur 2 à 3.

Des améliorations successives furent donc apportées à ces modèles. J. Aichelin et K. Werner [53], notamment, montrèrent qu'un traitement correct de l'échange de couleurs entre les partons conduisait à introduire des cordes multiples. La fig.II.11(c) illustre l'aspect d'une corde double. Par rapport à une corde simple, la cassure (en deux points) de cette corde double multiplie par deux la probabilité de former un hadron étrange et permet de créer plus facilement des baryons multi-étranges tels que le Ξ .

Parmi d'autres nouveautés, on peut citer l'introduction du concept d'agglomérats de quarks [54] qui se fonde sur l'idée suivante: lorsque la densité de hadrons est très grande, l'hypothèse d'une séquence de collisions binaires perd sa justification. Un hadron peut être au même moment entouré par plusieurs hadrons qui répondent au critère de distance ($d < (\sigma/\pi)^{1/2}$). On considère alors que tous ces hadrons perdent leur individualité et forment un "cluster" de partons caractérisé par une énergie d'excitation et un temps de vie (~ 1 fm/c) au bout duquel il se fragmente en nouveaux hadrons.

L'ensemble de ces "raffinements" a permis de décrire correctement les productions d'hypérons mesurées dans p+W, S+S, S+W au SPS mais les dernières données de WA97 (Pb+Pb) sont difficilement reproductibles, à l'heure actuelle, par ces modèles.

Il paraît clair que la matière formée au SPS dans les collisions d'ions lourds ne peut plus être décrite par une superposition de processus hadroniques élémentaires. Si l'on veut rester dans un scénario hadronique, il faut des modèles de plus en plus élaborés qui s'écartent d'ailleurs parfois de ce que l'on pourrait qualifier de concepts "purement" hadroniques (en effet, les agglomérats de quarks ne font-ils pas penser à des bulles de plasma?)

Ainsi, paradoxalement, cette "course à l'armement" donne d'un côté l'impression que l'on peut (toujours?) tout décrire avec un scénario hadronique, pourvu d'y mettre le prix en développements nouveaux mais d'un autre côté elle montre que les modèles hadroniques sont proches de leurs limites. Limites qui s'apparentent probablement aux limites de la transition de phases Gaz Hadronique / PQG ?

III : MATIERE ETRANGE EXOTIQUE

1) Les Strangelets

A) Les idées de base:

Jusqu'ici, nous avons inventorié les signatures du PQG qui se fondent sur la mesure des leptons et des hadrons (en particulier les (anti-)baryons étranges) produits dans une collision d'ions lourds.

Nous allons maintenant nous intéresser à une signature un peu plus exotique du plasma (et plus hypothétique également) qui repose sur la possible existence et stabilité d'une nouvelle forme de matière: la matière de quarks étrange ("strangelets") [100-108].

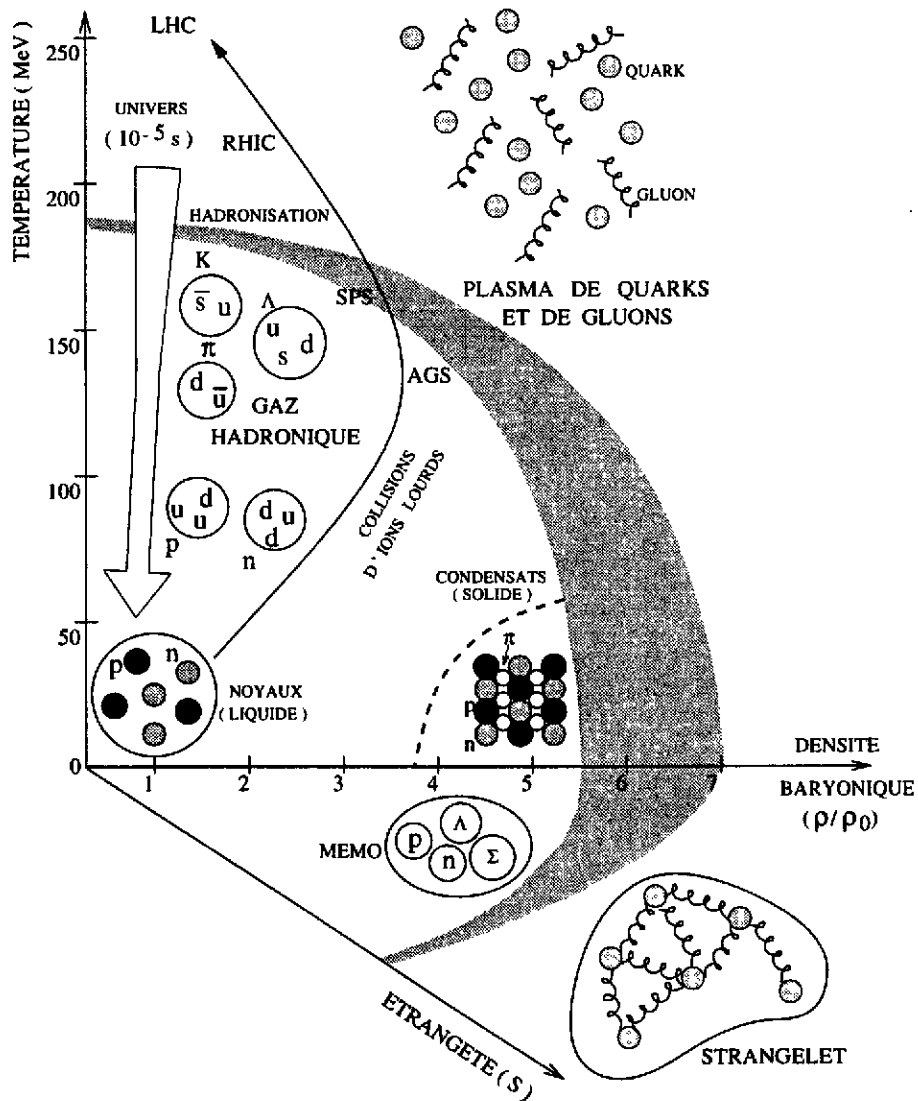


fig.III.1: Diagramme de phases spéculatif de la matière nucléaire. Les strangelets se situent dans le plan densité-étrangeté à $T=0$.

L'apparition de ce type de matière est liée à une évolution exotique du plasma décrite par le scénario de E. Witten [101]. Comme l'illustre la fig.III.1, au lieu de suivre partout (de manière

homogène) le chemin conduisant à la structure en hadrons, i.e., des sacs de 2 ou 3 quarks (baryons et mésons), l'univers primordial, en se refroidissant, aurait pu connaître localement une évolution différente conduisant à la survie de résidus de plasma froids et de haute densité, composés d'un grand nombre (> 3) de quarks u , d et s : les strangelets.

C'est A. Bodmer qui a suggéré pour la première fois, en 1971 [102], que ces objets pourraient être plus stables que la matière de nucléons et donc constituer le "vrai" état fondamental de la matière.

Confrontés à cette séduisante hypothèse, des physiciens tels que E. Fahri et R. L. Jaffe [103] effectuèrent (vers 1980) les premières études de stabilité de ces objets en calculant leur énergie par baryon (E/A) au moyen de modèles de sacs de quarks dérivés du "MIT Bag Model". Ils montrèrent que les strangelets avaient des chances d'être stables sur un large domaine de masses, allant de celles des noyaux les plus légers (i.e., quelques quarks) jusqu'à celles des étoiles à neutrons ($\sim 10^{57}$ quarks représentant des masses de l'ordre de 10^{20} g), à condition qu'ils se composent de quarks u (de charge fractionnaire $+2/3$), d ($-1/3$) et s ($-1/3$) en quantités approximativement égales. En effet, en raison de leur faible charge ($Z \sim 0$), la taille de ces objets peut alors dépasser très largement celle des noyaux les plus massifs, car contrairement au cas de ces noyaux, il n'y a pas de limitation due à la répulsion et la fission coulombiennes.

A cette époque, J. D. Bjorken et L. D. McLerran [104] ainsi que S. A. Chin et A. K. Kerman [105] firent également valoir un certain nombre d'arguments, confortant la possible existence de strangelets, sinon absolument stables, au moins métastables (i.e., de moyenne ou longue durée de vie). Ils montrèrent en effet que les strangelets pouvaient avoir des temps de désexcitation supérieurs au temps caractéristique de l'interaction faible, en indiquant, qu'en raison du principe d'exclusion de Pauli, la désintégration du quark s en quark u ou d pouvait être ralentie ou même interdite s'il n'y avait pas de niveau d'énergie disponible pour accueillir ces quarks, ce qui est très probable lorsque la densité de l'objet est élevée.

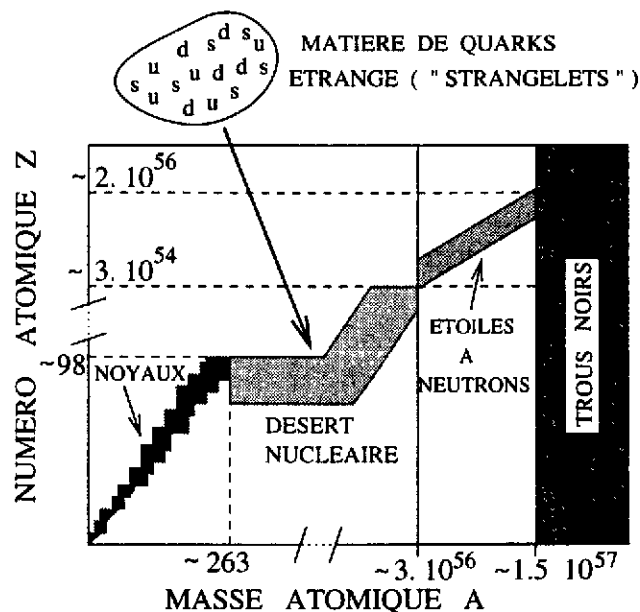


fig.III.2: Représentation de divers états de la matière nucléaire dans le plan : numéro atomique (Z) versus masse atomique (A).

Ainsi, les conclusions de ces premières études suggéraient que la matière de quarks étrange pouvait combler le "désert nucléaire" (représenté sur la fig.III.2 dans le plan Z versus A) existant entre les noyaux les plus lourds et les étoiles à neutrons et même constituer un candidat intéressant pour élucider le problème de la masse manquante de l'univers.

En astrophysique, il existe aussi des hypothèses suivant lesquelles le coeur des résidus de supernovae, assimilé à une étoile à neutrons, pourrait être constitué de matière de quarks étrange.

Toutes ces spéculations ne peuvent être invalidées par les principes connus de physique. Actuellement, on pense néanmoins que les strangelets, s'ils existent, ont plus de chance d'être métastables que stables. En tous cas, la découverte de tels objets serait d'une importance capitale au niveau cosmologique. Mis à part le fait qu'elle constituerait une preuve "vivante" de l'existence du PQG, la découverte de ces strangelets possède un intérêt majeur en soi puisqu'elle mettrait en lumière une forme de matière inconnue jusqu'alors.

B) Etude de la stabilité et des modes de désintégration des strangelets

Les modèles utilisés pour effectuer cette étude sont du type "Bag model" (voir partie I.1.C): ils permettent de reproduire avec succès l'énergie E des baryons connus : $E = BV + \sum_i E_i$ (V est le volume du sac et E_i l'énergie individuelle des 3 quarks i qui forment l'objet), en jouant sur des paramètres tels que la constante de sac (B).

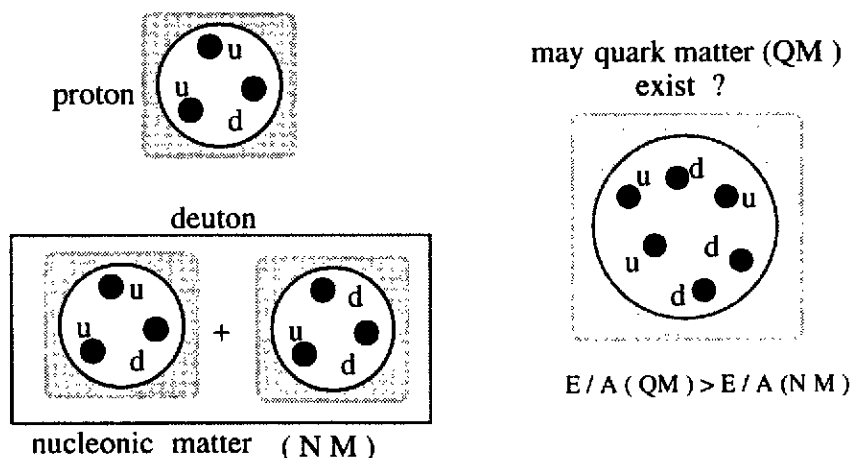


fig.III.3: Matière de nucléons (NM) et matière de quarks u et d (QM) dans le "Bag Model".

La matière de nucléons (MN), i.e., les noyaux, peut être vue comme une association de plusieurs sacs maintenus ensemble par une énergie de liaison. Comme le montre la fig.III.3, le deuteron se compose d'un sac (uud) et d'un sac (udd). Cette description peut être étendue à des sacs contenant plus que 3 quarks. La première question qui se pose alors est de savoir si la matière de quarks (MQ), c'est à dire des états multi-quarks (plus que 3 quarks dans un même sac) ne contenant que les saveurs u et d , peut exister.

A titre d'exemple, les calculs montrent que l'objet multi-quarks ($uuuddd$) représenté sur la fig.III.3 possède une énergie par baryon (i.e., par ensemble de 3 quarks) E/A supérieure à celle de son analogue nucléonique, le deuteron. Cet objet n'existe donc pas. De manière plus générale, quel que soit son nombre baryonique A , la matière de quarks u et d (MQ) est toujours instable par rapport à la matière nucléonique (MN).

La question suivante consiste à se demander ce qui se passe si l'on considère un degré de liberté supplémentaire: en l'occurrence le quark étrange (s). Comme illustré sur la fig.III.4, l'introduction de s permet d'abaisser le niveau de Fermi (μ_F) de l'objet. Ce gain dépend notamment de la masse du quark s et de la valeur de la constante de sac (B) mais l'énergie par baryon (E/A) de la matière de quarks étrange (MQE), i.e., des strangelets, sera toujours plus faible que celle de la MQ.

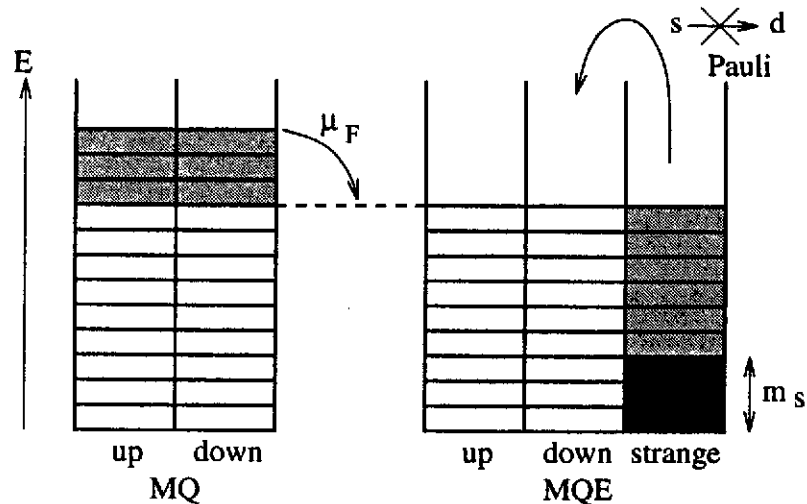


fig.III.4: Comparaison entre les niveaux d'énergie d'un sac de matière MQ et ceux d'un sac MQE.

Le tout est maintenant de savoir si $E/A]_{MQE}$ peut être inférieure à $E/A]_{MN}$. Cela dépend notamment de la valeur de B et de la masse (ou du nombre baryonique A) des strangelets. La variation de E/A est donnée sur la fig.III.5 [108] en fonction de A pour 2 valeurs de $B^{1/4}$ et pour des strangelets ayant une fraction d'étrangeté $f_s = 0.7$.

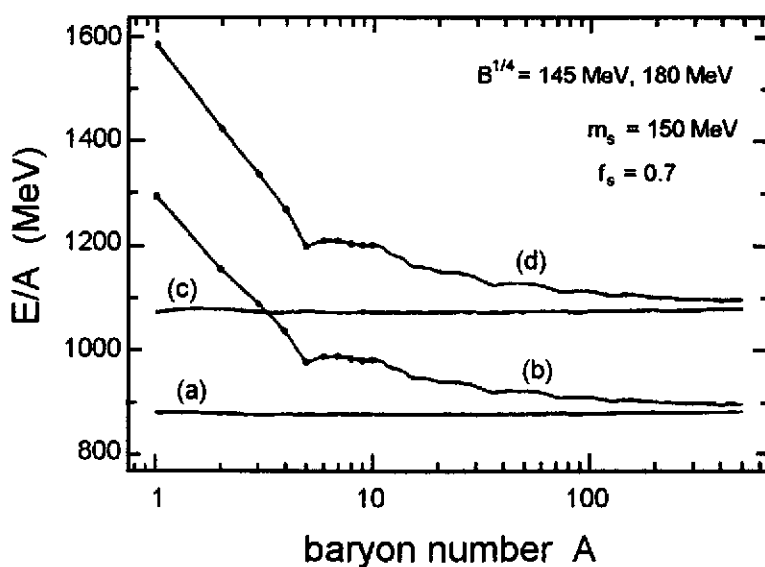


fig.III.5: Energie par baryon (E/A) des strangelets en fonction de leur nombre baryonique (A). Les droites se rapportent à la matière MQE infinie pour $B^{1/4} = 145$ MeV (a) et 180 MeV (c). Les courbes (b) et (d) décrivent la MQE de taille finie pour $B^{1/4} = 145$ MeV et 180 MeV respectivement.

La fraction d'étrangeté est définie par:

$$f_s = \frac{n_s}{n_u/3 + n_d/3 + n_s/3} = \frac{n_s}{A}$$

Pour une constante de sac faible ($B^{1/4} = 145$ MeV) la MQE infinie (fig.III.5(a)), c'est-à-dire idéalement sans effet de surface et sans effet coulombien, possède une E/A inférieure à celle de la matière de nucléons (~ 930 MeV). En revanche, si l'on considère un strangelet de taille finie, il faut ajouter (comme dans le modèle nucléaire de la goutte liquide) les termes d'énergie

de surface et de Coulomb. Dans ce cas (b), ce n'est que pour des masses suffisamment grandes ($A > 20$) que les strangelets deviennent plus stables que la matière de nucléons. Les minima présents sur les courbes de la fig.III.5 sont dus à des effets de couches.

Si $B^{1/4}$ est plus élevée (180 MeV), ce qui traduit des forces de confinement plus grandes, $E/A]_{MQE}$ ne descend pas en dessous de celle des nucléons même dans le cas d'un volume infini (c). Dans ce cas, les strangelets se désexcitent en nucléons. Mais ils peuvent également se désexciter en hypérons. La matière hypéronique (MH) constitue en effet le troisième protagoniste dans cette problématique. Les hypérons sont instables par rapport aux nucléons (désintégration faible du quark s) mais, en fonction de la valeur de $B^{1/4}$, ils peuvent être soit plus stables soit moins stables que les strangelets.

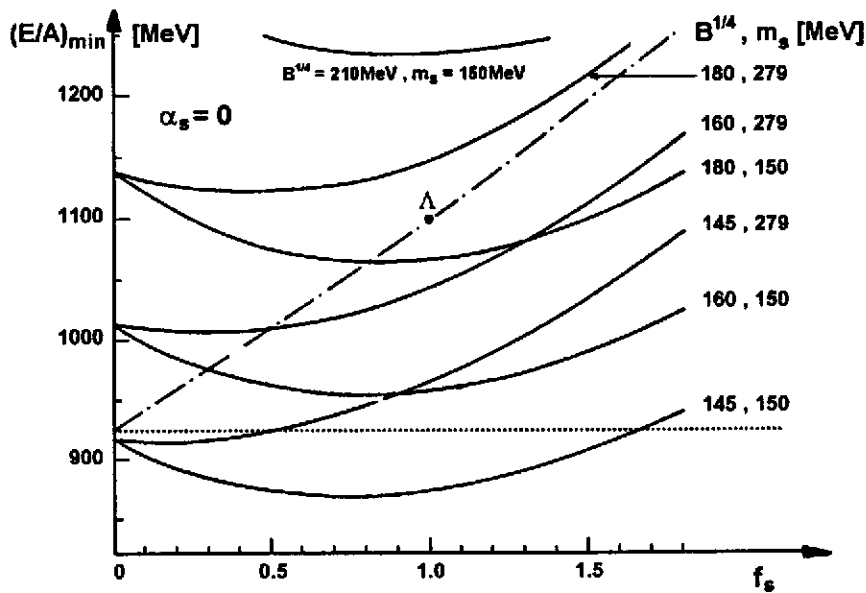
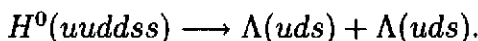


fig.III.6: Energie par baryon (E/A) en fonction de la fraction d'étrangeté (f_s), dans le cas de la matière infinie, avec $n_u = n_d$ et pour différentes valeurs de la constante de sac et de la masse du quark étrange.

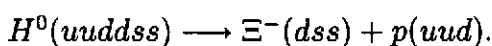
Les différents cas de figure [105-108] sont illustrés sur la fig.III.6 [108] où l'énergie par baryon des strangelets est représentée en fonction de f_s pour diverses valeurs de $B^{1/4}$ et de m_s et comparée à celle des nucléons (ligne droite en pointillés à ~ 930 MeV) et des hypérons (courbe en trait discontinu, reliant les masses des Λ , Ξ et Ω).

1^{er} cas :

Si $E/A]_{MQE} > E/A]_{MH}$, les strangelets sont instables. Ils se désintègrent en hypérons (+nucléons +mésons) par interaction forte. Leur durée de vie correspond donc à l'échelle de temps de l'interaction forte ($< 10^{-20}s$). A titre d'exemple, on peut considérer le cas du plus petit strangelet appelé H-Dibaryon ou H^0 . Si sa masse est supérieure à deux fois la masse d'un Λ ($m_{H^0} > 2m_\Lambda$), il se "casse" en 2 Λ :



Un autre mode de désintégration possible est:



Si l'on se place autour de $f_s \sim 1$, cette région d'instabilité correspond à des valeurs de $B^{1/4}$ élevées (> 180 MeV).

2^{ème} cas :

Si $E/A]_{MH} > E/A]_{MQE} > E/A]_{MN}$, les strangelets sont dits "métastables" car ils sont plus stables que les hypérons. Ils ne peuvent donc pas se désintégrer par interaction forte en hypérons et possèdent des durées de vie au moins égales à celle du Λ , du Ξ ou du Ω (i.e., $\sim 10^{-10}s$). En revanche ils sont moins stables que les nucléons et peuvent se désexciter par interaction faible hadronique ($s \rightarrow d$ avec émission d'un nucléon et/ou d'un pion). Ces modes de désintégration sont décrits en détail par Chin et Kerman [105]. Si l'on reprend l'exemple du H^0 , avec dans ce cas $m_{H^0} < 2m_\Lambda$, il peut émettre un proton et un pion ($H^0 \rightarrow \Lambda + p + \pi^-$). Il reste alors un Λ qui lui aussi est instable par rapport à l'interaction faible (par exemple: $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$).

On peut avoir également les réactions suivantes:

$$H^0 \rightarrow \Sigma^- + p \quad \text{ou}$$

$$H^0 \rightarrow n + n$$

Ces modes de décroissance possibles du H^0 et les durées de vie correspondantes ont été étudiés notamment par J. F. Donoghue et al. [109] et R. L. Jaffe [116].

Ce domaine de métastabilité correspond à des valeurs de $B^{1/4}$ situées entre 150 et 200 MeV (pour $f_s \sim 1$).

3^{ème} cas :

Pour des constantes de sac faibles ($B^{1/4} < 150$ MeV), l'énergie par baryon des strangelets ($E/A]_{MQE}$) peut devenir plus faible que la masse du nucléon. Dans cette situation, leurs seuls modes de décroissance possibles sont: l'interaction faible leptonique du type $s \leftrightarrow u e^- \bar{\nu}$ ou l'émission d'un photon $us \leftrightarrow ud\gamma$. Ces désintégrations sont très défavorisées par rapport aux désintégrations faibles hadroniques et conduisent donc à de longues durées de vie ($> 10^{-4}s$) pour ces strangelets [105]. Elles pourraient même être complètement interdites (s'il n'y a pas d'état d'énergie disponible pour accueillir les quarks u et d), dans quel cas les strangelets seraient absolument stables.

C) Mécanisme de formation des strangelets dans un PQG:

L'idée (ambitieuse) selon laquelle des strangelets pouvaient être éventuellement créés lors d'une collision d'ions lourds et constituer ainsi une signature "inambiguë" du PQG, fut proposée par C. Greiner, H. Stöcker et al. [107, 108, 110, 111].

Elle se fonde sur le scénario décrit précédemment (dans la partie II.H). En effet, d'après eux, dans un plasma où le potentiel chimique (μ_q) des quarks légers (u, d) est élevé au départ, la distillation de l'étrangeté, c'est-à-dire l'augmentation de la fraction d'étrangeté nette ($f_s = n_s - n_{\bar{s}}/A$) en raison de l'émission dominante de K^+ , combinée à l'augmentation de la densité baryonique nette du plasma lors de la transition de phases peuvent être suffisamment fortes pour engendrer des résidus froids de haute densité et à forte teneur en quarks s . La formation de tels strangelets est illustrée sur la fig.III.7(a).

La fig.III.7(b) montre l'évolution (calculée par C. Greiner et al. [107]) du nombre baryonique net A_B^{QGP} , de la fraction d'étrangeté nette f_s^{QGP} et de la température en fonction du temps pour deux valeurs limites de $B^{1/4}$ et des valeurs initiales de l'entropie par baryon S/A et de f_s égales à 25 et 0.25 respectivement. Pour $B^{1/4} = 235$ MeV, le plasma est totalement hadronisé ($A_B^{QGP} = 0$) en très peu de temps (12 fm/c), alors que la température est encore à sa valeur maximale (~ 160 MeV). En revanche, pour $B^{1/4} = 145$ MeV, il subsiste un strangelet, i.e., un résidu de plasma presque froid ($T = 20$ MeV) caractérisé par $f_s = 1.5$ et $A_B = 20$.

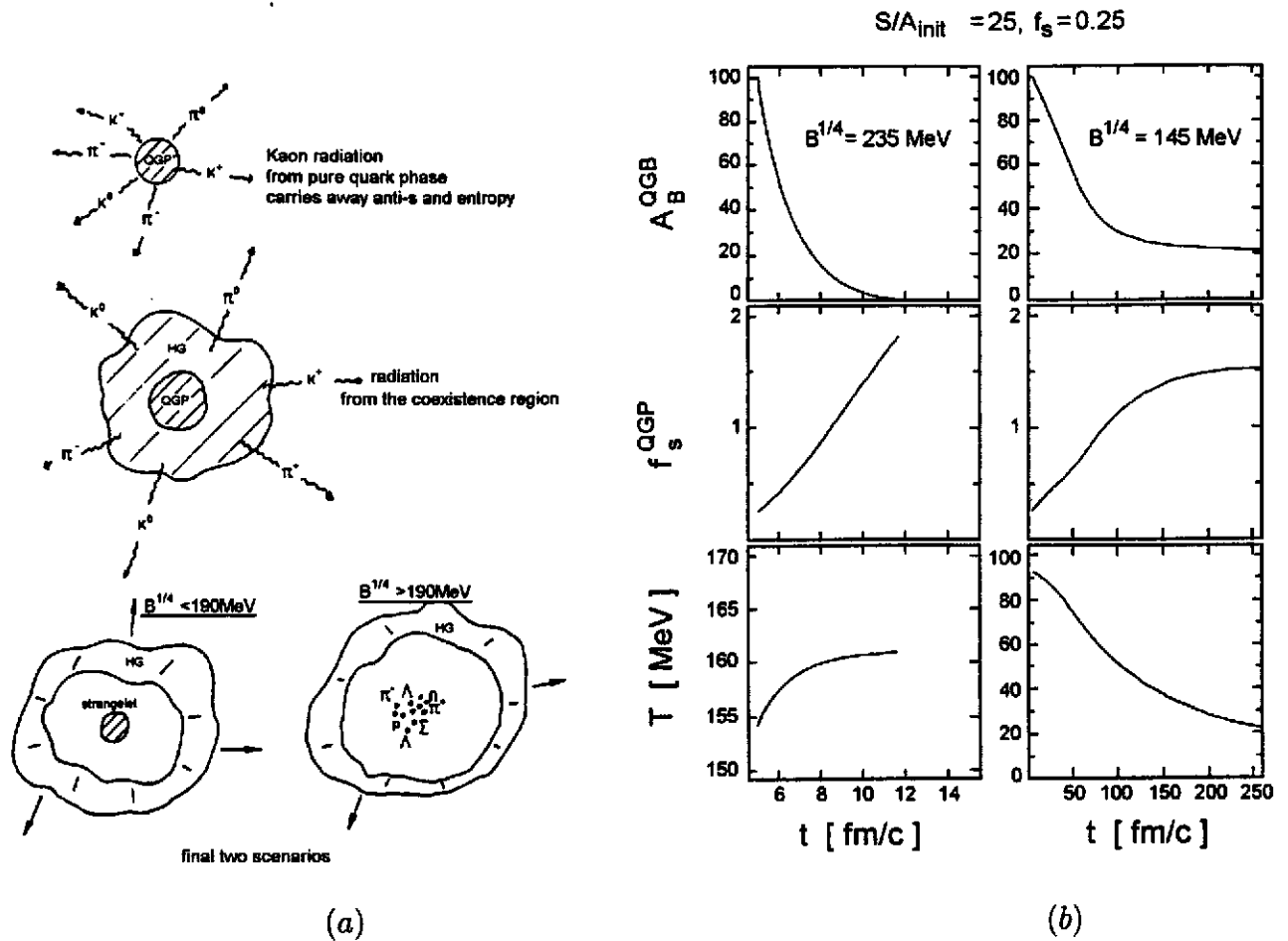


fig.III.7: a) Mécanisme de distillation de $s\bar{s}$ dans un PQG où $\mu_q > 0$. b) Evolution du nombre baryonique net A_B^{QGP} , de la fraction d'étrangeté nette f_s^{QGP} et de la température en fonction du temps pour $B^{1/4} = 235 \text{ MeV}$ et $B^{1/4} = 145 \text{ MeV}$.

La fig.III.6 indique que, pour une constante de sac donnée, E/A est minimale pour des valeurs de f_s proches de 1. Un strangelet produit initialement dans la région d'instabilité $(E/A)_{MQE} > (E/A)_{MH}$ avec un faible f_s peut se "stabiliser" progressivement en augmentant son f_s (par émission de nucléons). Le domaine de f_s situé autour de 1 (entre 0.5 et 1.5) correspond à de faibles rapports charge sur masse ($Z/A \sim (1 - f_s)/2$): $-0.25 < Z/A < +0.25$, qui devraient permettre de distinguer expérimentalement les strangelets de toutes les particules hadroniques. En effet, le noyau qui se rapproche le plus de ces limites est l' He^8 ($Z = 2$ et $A = 8$).

2) Les MEMOs (Metastable Exotic Multi-hypernuclear Objects)

Les MEMOs sont également des objets hypothétiques mais moins "exotiques" que les strangelets car ils conservent une structure en hadrons: il s'agit d'agglomérats de nucléons et de baryons (multi-)étranges. Leur formation (voir fig.III.8) ne nécessite pas le passage par une phase de plasma. Selon les prédictions théoriques actuelles [107], ils pourraient être produits lors de collisions d'ions lourds par des mécanismes de coalescence entre plusieurs baryons.

Dans le diagramme de phases simplifié, représenté sur la fig.III.8(b), ils se situent donc, contrairement aux strangelets, dans la phase de quarks confinés, à des densités un peu moindres que celles des strangelets mais 4 à 5 fois plus élevées que la densité de la matière nucléaire dans son état fondamental. Ce sont des objets conceptuellement proches des hypernoyaux (un

hypernoyau est un noyau dans lequel un ou deux nucléons sont remplacés par des Λ). Ce qui différencie un MEMO d'un hypernoyau, c'est sa densité et surtout son contenu en étrangeté. Les hypernoyaux connus ($He_{\Lambda\Lambda}^6$ découvert en 1966, $Be_{\Lambda\Lambda}^{10}$ en 1963, $B_{\Lambda\Lambda}^{13}$ en 1991) contiennent au maximum 2 Λ (i.e., 2 quarks s), tandis que les MEMOs sont constitués d'un plus grand nombre d'hypérons, incluant des Λ , des Σ et surtout des Ξ .

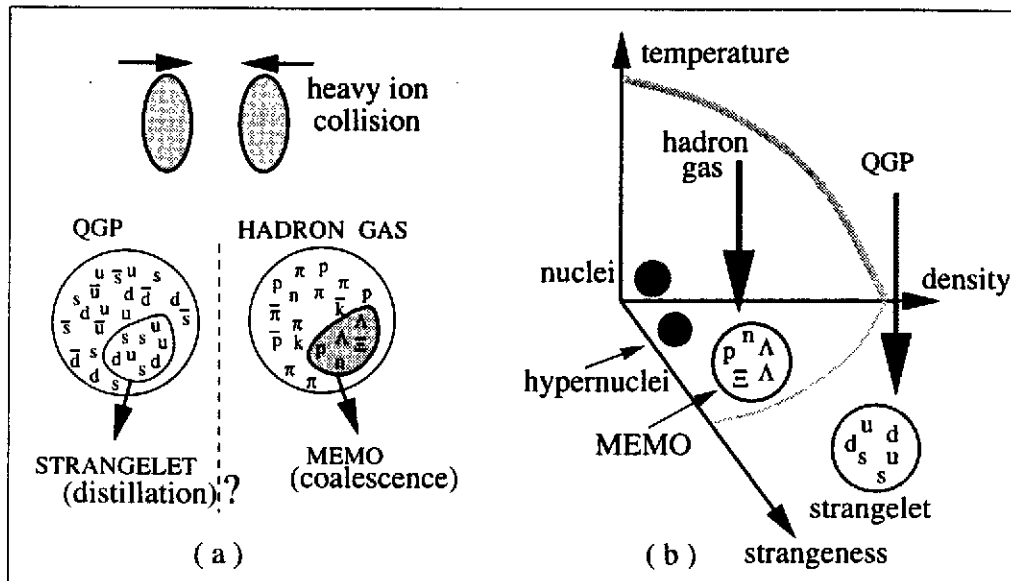


fig.III.8: a) Formation de MEMOs par coalescence de nucléons et d'hypérons dans un système hadronique.
b) Strangelets, MEMOs et hypernoyaux dans le diagramme de phases de la matière nucléaire.

Comme dans le cas des strangelets, les premières spéculations théoriques suggéraient que les MEMOs pourraient constituer une "vallée de stabilité" (voir fig.III.9) beaucoup plus étendue (vers les grandes masses) que celles des noyaux car l'inclusion d'hypérons Ξ^- permet d'alléger la charge de ces objets et de les prémunir ainsi contre la fission coulombienne.

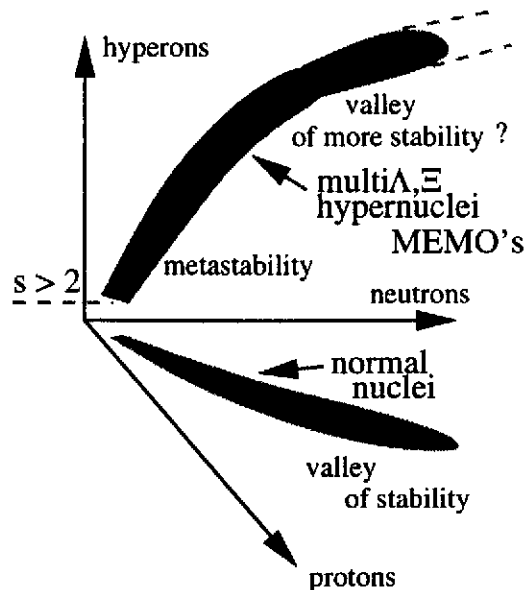


fig.III.9: Vallée de (méta-)stabilité des MEMOs dans le diagramme : nombre de protons, nombre de neutrons, nombre d'hypérons.

L'introduction du degré de liberté hypéronique permet d'abaisser le niveau de Fermi du MEMO par rapport à celui du noyau mais les calculs montrent que ce gain ne suffit pas à compenser

les masses élevées des Λ et Ξ . Les MEMOs, contrairement aux strangelets, ne peuvent donc pas être plus stables que les noyaux. En revanche ils peuvent être métastables lorsque les interactions fortes possibles entre leurs constituants sont interdites par le principe de Pauli. Cette situation est illustrée par la fig.III.10 qui donne un exemple de calculs [107] des niveaux d'énergie d'un MEMO. Ce type de calculs s'effectue dans le cadre de modèles de champ moyen relativistes, incluant les potentiels nucléon-nucléon habituels (interaction par échange de pions) plus des potentiels nucléon-hypéron et hypéron-hypéron.

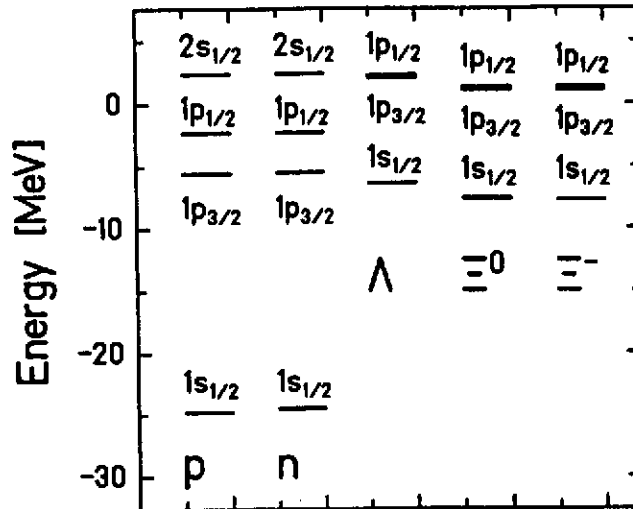


fig.III.10: Niveaux d'énergie du MEMO 2p 2n 2Λ 2Ξ⁰ 2Ξ⁻.

Le MEMO considéré ici (2 p, 2 n, 2 Λ, 2 Ξ⁰ et 2 Ξ⁻) dans son état fondamental (couches 1s^{1/2} remplies), est à priori instable par interaction forte. Si lors de la réaction Ξ⁰ + n → Λ + Λ, les 2 Λ produits pouvaient se placer sur leur niveau le plus bas (1s^{1/2}), le bilan serait positif: $Q = m_{\Xi^0} + E_{\Xi^0} + m_n + E_n - 2m_{\Lambda} - 2E_{\Lambda} \sim 3 \text{ MeV}$. Mais comme ces niveaux sont déjà occupés, les 2 Λ doivent être émis par le MEMO et dans ce cas le bilan devient négatif ($\sim -9 \text{ MeV}$). Cette réaction est donc interdite de même que la réaction Ξ⁻ + p → Λ + Λ.

Les MEMOs et les strangelets ont des propriétés (f_s , Z/A , densité,...) très semblables. Si l'on met expérimentalement en évidence de tels objets, il sera très difficile de faire la distinction entre un strangelet et un MEMO. La différence majeure réside en leur énergie de liaison. Alors que les strangelets peuvent avoir une énergie de liaison par baryon (E_B/A) très élevée ($\sim 200 \text{ MeV}$) lorsque la constante de sac est faible ($B^{1/4} \sim 150 \text{ MeV}$), les MEMOs quant à eux se situent dans le domaine $5 < E_B/A < 30 \text{ MeV}$.

3) Recherche de Strangelets et de MEMOs dans les expériences d'ions lourds

Il existe actuellement (depuis ~ 1990) une dizaine d'expériences [112], à l'AGS et au SPS, dévolues à la détection de ces objets exotiques. Les difficultés auxquelles sont confrontées ces recherches sont de diverses natures. Mettre en évidence ces agglomérats étranges, dont les sections efficaces de production dans une collision d'ions lourds sont probablement très faibles, est une tâche ardue. En effet il faut être en mesure d'extraire ces phénomènes rares d'un bruit de fond hadronique considérable (plusieurs centaines/milliers de hadrons émis par événement).

La difficulté majeure réside dans le fait que les strangelets/MEMOs ne constituent pas un type spécifique de particules, avec une masse bien définie. Ils représentent une nouvelle forme de matière qui peut prendre n'importe quelle masse. Dans ces conditions, dans quelle direction chercher?

Nous avons vu précédemment qu'une des clefs de cette problématique pouvait se trouver dans leur Z/A inhabituellement faible ($-0.25 < Z/A < +0.25$). Pour mesurer avec précision cette quantité et sortir l'éventuel signal strangelet du bruit de fond avec une bonne sensibilité, il faut des spectromètres magnétiques de longueur importante (de quelques dizaines à quelques centaines de mètres).

Pour parcourir ces distances, les strangelets/MEMOs doivent posséder des durées de vie élevées ($\gamma\tau > 10^{-8}$ à 10^{-6} s suivant la longueur du spectromètre). Ce sont donc les strangelets stables (ou de longue durée de vie) et de masse élevée (pouvant atteindre plusieurs dizaines de GeV/c^2) qui ont fait l'objet des premières investigations grâce aux expériences E878, E864,...[112, 113] à L'AGS (Au+ Au à 11 A GeV) et NA52 [114] au SPS (Pb+Pb à 160 A GeV).

Les spectromètres construits pour ce faire, se composent d'une série d'aimants qui focalisent, grâce au champ magnétique \vec{B} , les trajectoires des particules suivant un rayon de courbure donné (ρ) et d'une succession de détecteurs de temps de vol (ou de Cerenkov) qui effectuent plusieurs mesures de la vitesse (v) des particules le long de leur trajectoire. Ces mesures redondantes permettent d'obtenir une bonne précision sur le rapport charge (Z) / masse (m) déterminé grâce à la relation $B\rho = mv/Z$.

Avec des sensibilités variant, selon Z et A , entre 10^{-3} et 10^{-8} strangelet/événement, les expériences effectuées à l'AGS n'ont donné aucun résultat positif.

En revanche, NA52 (spectromètre de longueur 524 m) semble avoir mis en évidence un "candidat strangelet" de masse ~ 7.4 GeV et de $Z = -1$ [114]. Ces données sont encore en cours d'analyse et de vérification (ce résultat requiert de toutes façons davantage de statistique).

L'autre manière de rechercher les strangelets/MEMOs est de mettre en évidence leur chaîne de désexcitation dans le cas où ils seraient métastables avec de courtes durées de vie (i.e., approximativement $\gamma\tau \sim 10^{-9}$ à 10^{-10} s). Les expériences E810-E896 [115, 112] sont dédiées à la recherche du H^0 ($uuddss$), par la reconstruction de sa décroissance dans le canal $H^0 \rightarrow \Sigma^- p$ (prévu par Jaffe et al. [116]). Ces collaborations affirment avoir détecté une trentaine de "candidats H^0 " jusqu'à présent.

Dans le futur, ces expériences exploratoires se poursuivront dans STAR et ALICE. La géométrie "ouverte" (grande acceptance) et la résolution en énergie offertes par ces détecteurs (voir partie IV) permettra simultanément l'étude des 3 cas possibles (strangelets stables, métastables et instables), avec en contrepartie pour chaque situation une sensibilité moindre que celle obtenue dans les expériences que nous venons d'évoquer, celles-ci étant dédiées spécifiquement à l'une de ces 3 situations. Les sensibilités que l'on est en mesure d'atteindre avec les détecteurs STAR et ALICE ont été évaluées en [117, 118]. Aux énergies du RHIC et du LHC, les faibles densités baryoniques prévues dans la zone de rapidité ($-1 < y < +1$) couverte par la partie centrale de ces détecteurs sont a priori défavorables au mécanisme de distillation de l'étrangeté et donc à la formation de strangelets. Mais une étude récente [119] montre que les fluctuations du potentiel chimique baryonique autour de sa valeur moyenne (~ 0) pourraient être suffisamment importantes pour permettre à ce mécanisme d'avoir lieu localement, créant ainsi des zones de plasma susceptibles de produire les uns des strangelets et les autres des anti-strangelets.

IV: LES EXPERIENCES DU FUTUR

1) Bilan des expériences au SPS

Les résultats des expériences les plus récentes effectuées au SPS, en particulier avec les collisions Pb+Pb à 160 A GeV, amènent aux constats suivants:

Les mesures de la densité d'énergie atteinte dans les collisions centrales de noyaux lourds conduisent à des valeurs de l'ordre de 2 à 3 GeV/fm³, ce qui paraît comparable à la densité critique prévue par les calculs QCD sur réseaux. Mais ces valeurs expérimentales sont entachées d'une large incertitude car elles dépendent des hypothèses que l'on fait pour déterminer le volume du système. D'autre part, les calculs sur réseau s'appliquent à un domaine de potentiel chimique baryonique autour de 0. Ceci ne correspond pas aux conditions atteintes expérimentalement ($\mu_B \sim 200$ MeV) au SPS. Le lien entre les calculs et les quantités mesurées est donc très difficile. De manière générale, il faut toujours garder à l'esprit que la comparaison entre le cas de la matière nucléaire statique (à l'équilibre thermodynamique) telle qu'on la décrit en théorie et les observables déterminées à partir des distributions expérimentales des particules issues de la collision est une tâche rendue extrêmement ardue par la complexité des systèmes formés, caractérisés par des effets dynamiques hors équilibre tout au long de leur histoire. Notre interprétation des données se fait souvent sur la base de prédictions émanant de modèles statistiques. La question reste posée de savoir si les situations d'équilibre thermique et chimique qu'ils décrivent sont des situations que l'on peut raisonnablement espérer approcher dans les collisions d'ions lourds.

Néanmoins, l'examen de certains signaux spécifiques du PQG paraissent actuellement très prometteurs, en tous cas troublants. On a vu que la production d'hypérons lourds (WA97) semble compatible avec ce qu'on attend dans un PQG à l'équilibre chimique. Les mesures de NA50 indiquent une diminution brutale (discontinue) de la production de J/Ψ lorsqu'on passe des collisions p+p, p+Pb, S+W, ... aux collisions Pb+Pb. Ces indications semblent former l'empreinte du PQG et en tous cas elles témoignent d'une matière "anormalement" différente.

Mais les interprétations en terme de PQG se prêtent encore à la concurrence des modélisations hadroniques. Les raisons de cette ambiguïté sont diverses. Aux énergies du SPS, on se situe dans le régime fortement non perturbatif de QCD. Les approches phénoménologiques utilisées pour décrire les collisions sont donc à la fois très complexes et peu contraintes car on est probablement dans un domaine de transition où le système peut être grossièrement décrit (vu notamment la faiblesse des effets mesurés, comparée à leurs barres d'erreurs et aux incertitudes des prédictions théoriques) à la fois en termes de hadrons et en termes de partons. Ou les deux à la fois, si l'on considère que les effets dynamiques de la collision peuvent engendrer, dans ce domaine d'énergie, un système extrêmement complexe où l'on ne distingue plus vraiment les hadrons des partons (i.e., un mélange de hadrons qui "fondent" en partons et de partons qui se recombinent en hadrons à chaque instant). L'opposition des scénarios PQG versus système hadronique devient presque alors une question de sémantique. La matière formée est déjà si dense et si chaude que les propriétés des hadrons (masse, résonances, sections efficaces de réaction, ...) peuvent probablement changer en raison des effets de milieu. A partir de quand peut-on appeler cette matière plasma ? Le changement brusque d'état prévu par QCD sur le diagramme statique température versus densité d'énergie peut-il se retrouver de manière nette dans l'évolution d'une observable expérimentale, sujette à de multiples influences durant la vie de la boule de feu ? Si l'on raisonne simplement en termes de thermodynamique, on peut dire que les conditions que l'on atteint au SPS sont probablement trop proches des limites de la transition de phases pour que cela soit le cas, i.e., que l'on puisse voir un signal inambigu du plasma. En effet, même si un PQG est formé, ses signaux sortiront difficilement du bruit de

fond hadronique si sa taille est trop petite par rapport à l'environnement hadronique (on peut imaginer des bulles de PQG noyées dans une mer de hadrons) ou si sa durée de vie est trop faible (la température initiale n'étant pas assez élevée, le système ne reste pas longtemps au dessus de la température critique T_c).

A tout ceci s'ajoutent d'autres difficultés: à l'énergie du SPS, on ne s'attend pas à ce que le PQG constitue la norme. En d'autres termes, ce n'est probablement pas dans tous les événements centraux mais plutôt dans un nombre restreint de ces événements qu'il peut être éventuellement créé. Or il est difficile de réaliser les analyses événement par événement dans de bonnes conditions statistiques. Le tri des événements vraiment intéressants reste donc trop grossier. D'autre part, les divers signaux émanant de la boule de feu sont traités indépendamment par différentes expériences et ne peuvent donc pas être corrélés de manière optimale.

Le futur immédiat de ces recherches consiste à poursuivre l'analyse des données du SPS et à améliorer leur qualité (meilleure statistique et meilleur contrôle des erreurs systématiques pour réduire les incertitudes, ...) afin de contraindre davantage les divers modèles sur le marché et faire ainsi mieux ressortir (ou effacer) l'empreinte du PQG. On est encore actuellement confronté au fait que la physique des collisions p+p et p+noyau n'est pas assez bien comprise (pas assez de mesures) pour pouvoir, sur la base de cette référence, interpréter sans ambiguïté les phénomènes que l'on observe dans les collisions noyau-noyau.

Le futur à long terme (après 2000) se fonde sur les possibilités qu'offrent les collisionneurs RHIC et LHC dont on espère qu'il permettront de "découvrir définitivement" le PQG, d'étudier ses propriétés et de mettre en évidence de nouveaux phénomènes de physique.

2) Les collisionneurs RHIC et LHC

L'énergie disponible dans le centre de masse par paire de nucléons lors des collisions sera de 200 GeV au RHIC (i.e., environ 10 fois plus élevée qu'au SPS) et de 5.5 TeV au LHC (i.e., un facteur 300 par rapport au SPS). De ce fait, les conditions thermodynamiques seront beaucoup plus favorables à la formation et à la mise en évidence du PQG. Les valeurs de la densité d'énergie et de la durée de vie du système que l'on pense atteindre au RHIC seront environ 2 fois supérieures à celles obtenues au SPS. Et le LHC devrait permettre de gagner au minimum un facteur 2 supplémentaire par rapport au RHIC. Quant au volume du système, ce sont des différences de l'ordre d'un facteur 10 (voir même 20) que l'on prévoit entre le SPS et le LHC. Ces valeurs ainsi que les incertitudes auxquelles elles sont sujettes sont résumées en [38, 120]. Ces conditions devraient permettre au système de dépasser clairement le domaine ambigu de transition de phases et de rester plus longtemps dans la phase plasma, facilitant ainsi sa mise en évidence.

Les faibles valeurs du potentiel chimique baryonique que l'on attend au RHIC et surtout au LHC dans la région de rapidité centrale (autour de $y_{c.m}$) devraient nous rapprocher des conditions de l'univers primordial. Et surtout, elles se situent dans le domaine où l'on est capable aujourd'hui de faire des calculs QCD sur réseau. Précisons que le domaine de rapidités atteint au LHC dans le centre de masse s'étendra de $y = -9$ à $y = +9$ (limites correspondant à la rapidité des projectiles). Au SPS et au RHIC, les limites sont $y = \pm 3$ et $y = \pm 5.5$ respectivement. Au LHC, le domaine de rapidités centrales où l'on prévoit une densité baryonique nette proche de 0 (en moyenne) s'étend approximativement entre $y = -3$ et $y = +3$ [38].

A l'échelle d'énergie du RHIC, on pense déjà atteindre un domaine où la dynamique des interactions durant les tous premiers instants de la collision (~ 1 à 2 fm/c) ne sera plus dominée par les processus hadroniques "mous" (i.e., QCD non perturbatif). Une description approximative des interactions pourra donc se faire en ne considérant que les processus durs (QCD pertur-

batif) entre les partons (modèles de cascades de partons [121, 122, 123, 124]). En fait la tâche des modèles ne sera sans doute pas aussi simple. Les premières collisions seront probablement assez énergiques pour que la proportion de processus mous soit négligeable mais au fur et à mesure que l'énergie se dissipera, l'aspect non perturbatif devra être pris en compte.

En plus des signatures du plasma que l'on recherche au SPS, le saut en énergie réalisé avec le RHIC et le LHC devrait offrir la possibilité d'étudier de nouveaux signaux [130, 133]:

Les partons, sortants des collisions "dures" entre les quarks et les gluons des nucléons incidents, sont sensibles à la nature du milieu qu'ils traversent. Le passage à travers un milieu hadronique devrait provoquer un élargissement de la distribution angulaire et une perte d'énergie importante de ces partons. Au contraire, un PQG est supposé presque transparent à ces partons. Expérimentalement, ces effets pourront être étudiés par la mesure des gerbes de hadrons (jets) issues de ces partons [125, 130, 138].

En plus de la mesure des J/Ψ et Ψ' , il sera possible de mesurer aussi les résonances plus lourdes Υ et Υ' .

De même, la production de charme ouvert pourra être étudiée par la reconstruction des mésons charmés, notamment dans le canal $D^0 \rightarrow K^- + \pi^+$. En raison de leur masse élevée (~ 1.5 GeV), les quarks charmés devraient presque tous être créés lors des toutes premières collisions par des processus (durs) hors équilibre très énergiques ou durant la phase de thermalisation (pré-équilibre) par ré-interactions de partons. La probabilité d'annihilation des quarks c et \bar{c} durant les phases ultérieures de la collision étant très faible, la quasi totalité de ces quarks se retrouve dans l'état final, essentiellement dans les hadrons charmés (charme ouvert). Le taux de production de charme ouvert constitue donc une sonde particulièrement intéressante de la dynamique des collisions d'ions lourds à très haute énergie et des conditions thermodynamiques prévalant durant les premiers instants de la boule de feu. Il est notamment sensible à la densité d'énergie initiale et à la durée de la phase de pré-équilibre [126, 127]. A l'énergie du LHC, le charme pourrait même être créé dans la phase de plasma à l'équilibre (production "thermique") si la température s'avérait suffisamment élevée [128].

Concernant les signatures qui se fondent sur la production d'étrangeté, la mesure des (anti-)hypérons sera cruciale. Les conditions thermodynamiques ($T > 200$ MeV et $\mu_B \rightarrow 0$) prévues au RHIC et au LHC impliquent une multiplicité d'anti-baryons quasi égale à celle des baryons. Si on forme un PQG où la température est très supérieure non seulement à la masse des quarks u et d mais aussi à celle du quark s , on s'attend à ce que le taux de formation des (anti-)baryons (multi-)étranges soit comparable à celui des (anti)-nucléons.

Les très fortes multiplicités de pions, de kaons et de protons par événement, attendues dans les collisions Au+Au au RHIC et Pb+Pb au LHC, permettront de réaliser des analyses événement par événement dans de bonnes conditions statistiques. Suivant les modèles dynamiques (cordes ou cascades de partons ou combinaison des deux) utilisés (VENUS, HIJING, SFM [129], DPNJET-II [122], ... voir [130, p.156]), les multiplicités de particules chargées par unité de rapidité (dN_{ch}/dy) prévues au LHC dans la région de rapidités centrales ($-1 \leq y \leq +1$) sont comprises entre 2000 et 8000 par événement. Au RHIC, elles se situeront entre 1000 et 2000 (au SPS elles sont inférieures à 700). La résolution statistique que l'on obtient sur une observable mesurée dans un seul événement est inversement proportionnelle à \sqrt{N} où N est le nombre de particules de l'événement utilisées pour l'analyse. La stratégie consistera, d'une part, à mesurer événement par événement les caractéristiques générales des collisions (décrites dans la partie I.3.A) et, si possible, de les corrélérer avec les signaux spécifiques du PQG. Et d'autre part, elle consistera à mesurer les fluctuations non statistiques de certaines de ces observables globales d'une collision à l'autre, fluctuations qui pourraient nous renseigner sur l'occurrence d'un PQG. En effet, un certain nombre d'études quantitatives montrent que des instabilités du PQG dues

à des effets collectifs de couleur [131] pourraient se traduire, aux énergies du RHIC et du LHC, par de fortes anisotropies dans la répartition spatiale de l'énergie et des multiplicités de particules et par des fluctuations de température [132]. Ces fluctuations dynamiques, difficilement identifiables si l'on travaille sur des classes d'événements car la superposition d'événements crée un effet de moyenne, peuvent en revanche être mis en évidence si l'on mesure événement par événement les distributions de masse transverse, d'énergie, de rapidité et d'angle azimutal. De même, les mesures d'asymétries d'isospin pour les pions, résultant de la formation de domaines de champs de pions cohérents (i.e., les condensats de chiralité désorientés CCD) lors de la transition chirale, pourront, elles aussi, se faire événement par événement. Un résumé des possibilités qu'offrent les analyses événement par événement est donné en [130, p.193].

Au RHIC, où les premières prises de données sont programmées pour fin 1999, l'étude des divers signaux se répartira entre 4 expériences [133-140] et peut se résumer brièvement comme suit:

a) PHENIX (Pioneering High Energy Nuclear Interaction eXperiment) [134] dont le programme sera surtout consacré à la mesure des dileptons (étude des résonances J/Ψ , Υ , ρ , ω et ϕ) et des photons.

b) PHOBOS [135] pour la mesure des particules chargées (corrélations, recherche de CCD,...) et des photons.

c) BRAHMS (Broad RAnge Hadron Magnetic Spectrometers) [136] destiné essentiellement à la mesure des distributions de hadrons (dN/dy , dN/dp_{\perp} ,...) sur un large domaine de rapidité (étude du "stopping",...)

d) STAR (Solenoidal Tracker At RHIC) [137, 138] dédié aux signatures hadroniques et à la mesure d'observables globales.

Au LHC, une seule expérience regroupera tous ces thèmes. Il s'agit de l'expérience ALICE (A Large Ion Collider Experiment) [130, 139] qui débutera aux environs de 2005.

3) Les expériences ALICE et STAR

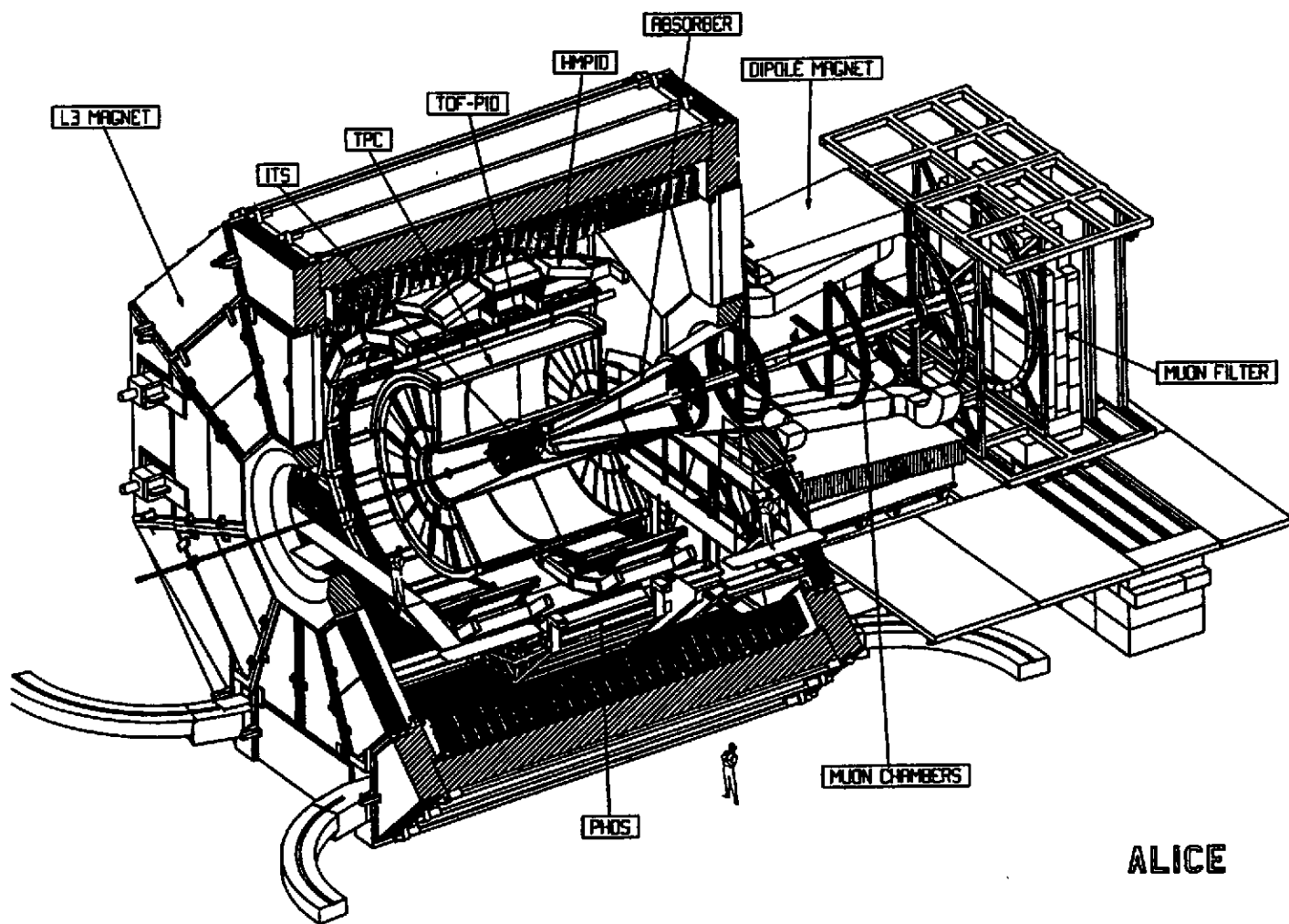
A) Le détecteur ALICE:

Une vue générale du détecteur ALICE tel qu'il est actuellement envisagé est donnée sur la fig.IV.1. Sa longueur et son diamètre sont d'environ 20 m et 15 m respectivement.

La partie centrale, dans l'entrefer de l'aimant L3, se compose de tonneaux successifs de détecteurs, placés concentriquement autour de l'axe du faisceau, fournissant une couverture et une symétrie azimutale complètes ($\Delta\phi = 2\pi$). L'acceptance en angle polaire est de 90° (entre 45° et 135°) et correspond à un domaine de pseudo-rapidité entre $\eta = -0.9$ et $\eta = +0.9$. Rappelons que cette région de rapidités centrales devrait correspondre à la zone de température maximale et de potentiel chimique baryonique minimum.

Le rôle de cette partie centrale est de mesurer toutes les observables hadroniques (variables globales ou signatures spécifiques), de rechercher les signaux exotiques (strangelets, MEMO,...) et de détecter les signaux électromagnétiques (e^+e^- et photons).

Pour ce faire, on veut être en mesure de reconstruire (tracking) les trajectoires des dizaines de milliers de particules émises à chaque collision et de les identifier avec une efficacité convenable. Le détecteur est conçu pour pouvoir traiter les multiplicités maximales que l'on prévoit, c'est à dire $dN_{ch}/dy \sim 8000$, ce qui représente plus de 12000 particules chargées dans l'acceptance. Les trajectoires de ces particules chargées sont courbées dans le plan azimutal par un champ magnétique (produit par l'aimant L3) de 0.2 T/sla, parallèle à l'axe du faisceau.



ALICE

fig.IV.1: Schéma à 3 dimensions du détecteur ALICE actuellement en construction.

En partant du vertex primaire (voir fig.IV.1), le système de tracking et d'identification des particules chargées (séparation des π , K, p, e) se compose de l'ensemble ITS (Inner Tracking System) + TPC (Time Projection Chamber) + PID (Particle Identification Detector).

L' ITS est constitué de 6 couches de détecteurs au silicium. Il constitue le seul outil de reconstruction des particules de faible impulsion qui ne vont pas jusqu'à la TPC. Il joue aussi un rôle crucial dans la mesure des K_s^0 , des hypérons (Λ , Ξ , Ω) et des mésons charmés D^0 car il permet d'obtenir les résolutions spatiales nécessaires pour localiser les vertex secondaires de désintégration de ces particules. La TPC est l'outil principal de tracking et d'identification. La combinaison ITS + TPC, par la mesure de l'impulsion et de la perte d'énergie (dE/dx) des particules, permet de reconstruire et d'identifier les particules de moment transverse moyen ($0.2 < p_{\perp} < 2 \text{ GeV}/c$) qui représentent plus de 90% de toutes les particules émises. Le PID apporte une précision supplémentaire à cette mesure en déterminant le temps de vol (i.e., la vitesse) des particules. A partir de ces informations, on peut déterminer les multiplicités et les distributions (dN/dm_{\perp} , dN/dy ,...) de tous les hadrons et mettre en évidence les résonances ρ , ω et ϕ en reconstruisant le spectre de masse invariante des di-électrons. La mesure des photons s'effectuera avec un calorimètre électromagnétique: PHOS (Photon Spectrometer).

Pour la détection des jets, se traduisant par l'émission de particules de moment transverse élevé ($> 5 \text{ GeV}/c$), on utilisera le HMPID (High Momentum Particle Identification Detector) constitué d'un détecteur à effet Cerenkov: le RICH (Ring Imaging Cerenkov).

La mesure de la structure en rapidité des événements sur un large domaine (jusqu' à $|\eta| = 4$) et des quantités thermodynamiques associées (μ , ϵ) se fera grâce à des détecteurs de multiplicité placés à proximité de la région d'interaction.

L'évaluation du paramètre d'impact des collisions par la mesure de l'énergie des spectateurs se fera grâce à des calorimètres placés dans le tunnel du LHC à 92 m du point d'interaction.

La partie avant d'ALICE est constitué par un spectromètre à muons, destiné à détecter les dimuons provenant de la désintégration des J/Ψ , Υ , ... Il couvre le domaine de rapidité entre $\eta = 2.5$ et $\eta = 4$ et se compose d'un absorbeur frontal, d'un aimant dipolaire, d'un filtre à muons, de 5 chambres de tracking et de 2 chambres à trigger.

Nous ne donnons ici qu'une vue très schématique des divers éléments de détection d'ALICE. Le lecteur intéressé par les détails du projet pourra se référer au Technical Proposal d'ALICE [130] et à l'addendum du TP [141] pour la partie dimuons.

Néanmoins, afin de donner une idée de la complexité des techniques mises en oeuvre dans ce projet, j'ai choisi de considérer maintenant avec un peu plus de détails le cas de l'ITS, en raison du nombre impressionnant de cellules élémentaires de lecture et de voies d'électronique qu'il comprend : environ 17 000 000 de canaux. Cette granularité exceptionnelle est nécessaire pour obtenir une précision spatiale de quelques dizaines de microns sur les points de passage des particules et reconstruire leurs traces avec le minimum d'ambiguïtés. Etant données les très fortes densités de particules, il faudra être capable de séparer 2 traces voisines ("two-track resolution" dans le tab.IV.1) de quelques centaines de microns. Les caractéristiques de granularité et de résolution en position sont données dans le tab.IV.1

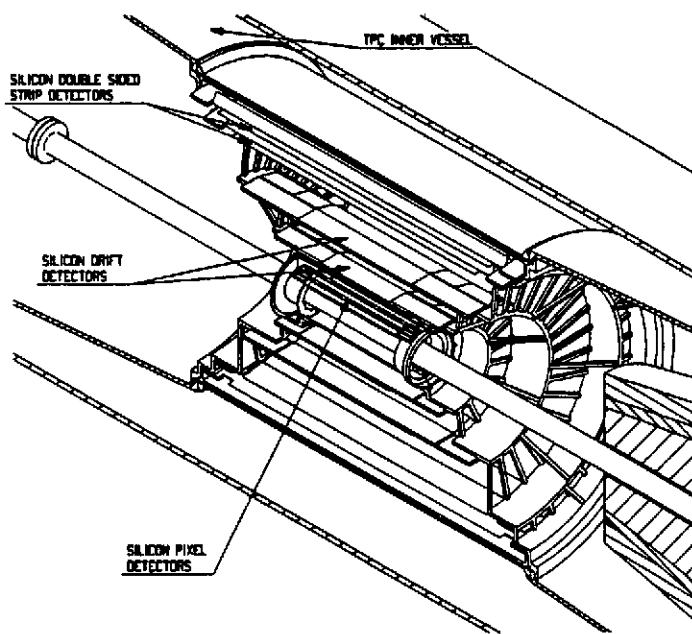


fig.IV.2: Vue en 3 dimensions du tracker interne (ITS) d'ALICE.

Type	Spatial precision (μm)		Two-track resolution (μm)		Cell size (μm)	Module size (mm)	Channels per module	Electr. channels total (k)
	r ϕ	z	r ϕ	z				
Pixel	15	90	100	600	50 x 300	13.3 x 81	65536	14420
Drift	20	30	200	420	-	70 x 87	2 x 384	192
Si Strip	30	860	200	7000	95 x 41000	75 x 42	2 x 768	2620

tab.IV.1: Tableau récapitulatif des caractéristiques (dimensions, nombre et résolution spatiale) des divers éléments de l'ITS.

La vue en perspective de la fig.IV.2 montre les 6 couches de détecteurs au silicium de l' ITS. Cet ensemble représente une surface totale de détection de 6.6 m^2 . Les 2 premières couches situées à 3.9 et 7.6 cm du vertex de la collision se composent de détecteurs Si à pixels. C'est à ces faibles distances de la zone d'interaction que la densité des particules émises est la plus grande (~ 10 particules / cm^2). Ceci nécessite d'avoir plus de 14 000 000 de cellules élémentaires de détection (pixels de $50 \times 300 \mu\text{m}$) qui fournissent une résolution spatiale de $15 \mu\text{m}$ dans le plan perpendiculaire au faisceau ($r\phi$) et une précision de $90 \mu\text{m}$ suivant l'axe du faisceau. Les couches 3 et 4 (situées à 14 et 24 cm du faisceau) se composent de détecteurs Si à dérive. Les deux dernières couches (40 et 45 cm) sont constituées de détecteurs Si double-face à micropistes: elles représentent un ensemble d'environ 1700 modules de taille $7.5 \times 4.2 \text{ cm}$, chacun de ces modules contenant 2×768 micropistes espacées de $95 \mu\text{m}$ (voir tab.IV.1).

En plus de l'information sur la position des impacts des particules, les détecteurs à dérive et à micropistes permettront de mesurer la perte d'énergie des particules avec une résolution de l'ordre de 10%.

Au delà de l'ITS, c'est la TPC, détecteur gazeux de grandes dimensions (rayon intérieur = 1 m, rayon extérieur = 2.5 m) qui prend le relai pour le tracking et l'identification des particules. Grâce à ces 500 000 cellules de lecture, elle permet d'obtenir une résolution spatiale de quelques centaines de microns et une résolution sur la perte d'énergie de 7%.

a) Reconstruction des traces et principe d'identification des particules

Le principe de mesure utilisé avec l'ensemble ITS + TPC + PID est représenté naïvement sur la fig.IV.3: chaque particule issue de la collision traverse les 6 couches de l'ITS puis laisse dans la TPC environ 70 à 100 informations successives sur sa position et sa perte d'énergie (dE/dx) tout au long de sa trajectoire. Enfin, elle parvient au PID qui donne son temps de vol (TOF) avec une précision de quelques centaines de picosecondes.

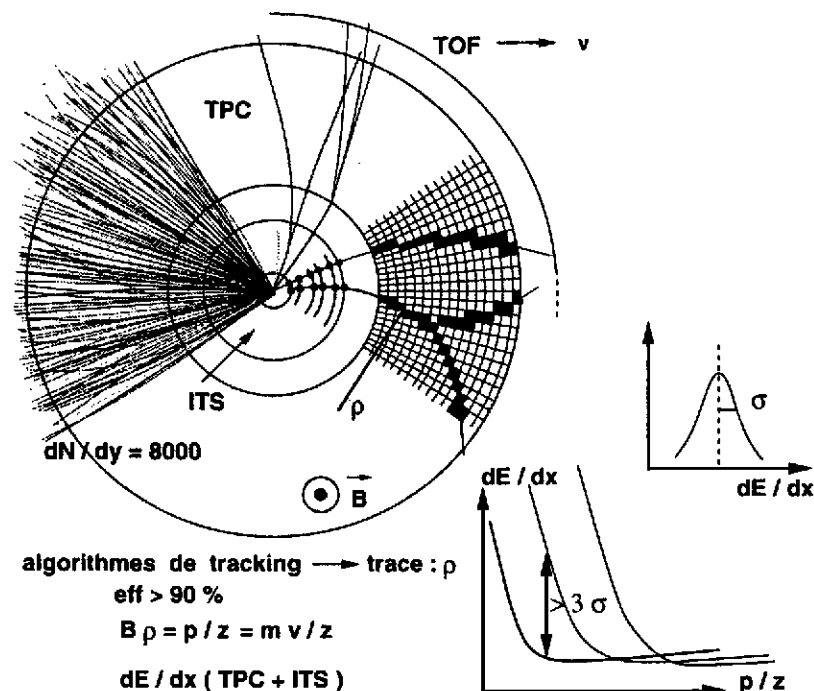
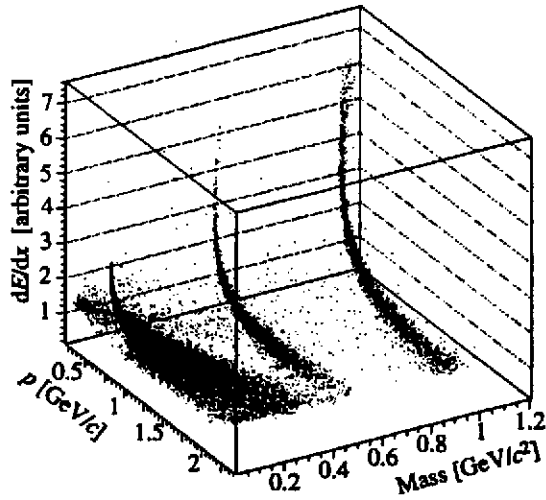


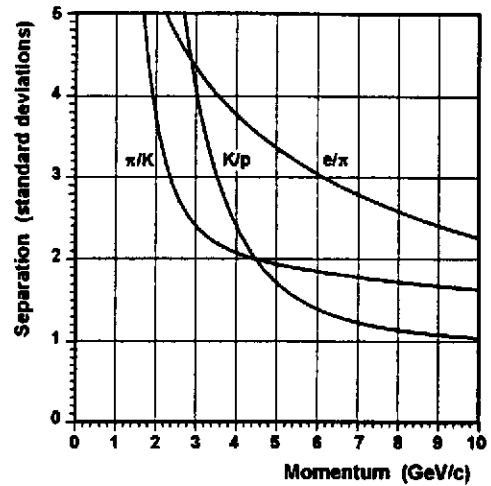
fig.IV.3: Principe d'identification des particules et de détermination de leur impulsion.

Les algorithmes de tracking reconstruisent chaque trace et donnent son rayon de courbure (ρ). La relation $B\rho = p/z = mv/z$ (où B est le champ magnétique et v la vitesse déduite du TOF) permet pour un z donné de déterminer la masse (m) et le moment p des particules. L'identification des particules se fait sur le diagramme à 3 dimensions dE/dx versus p versus

m , dont une simulation est représentée sur la fig.IV.4(a). En fonction de leur charge (ici $Z = 1$) et de leur masse, les particules (π , K, p, e) se placent sur des courbes distinctes avec une dispersion donnée par les résolutions (σ) en énergie et en temps. Une bonne séparation entre ces particules (avec un degré de confiance de 99%) implique que les nuages de points soient espacés en moyenne de 3 déviations standards σ . La fig.IV.4(b) montre que les séparations π/K , K/p et e/π sont correctes en dessous de $p = 2$ GeV/c, 3.5 GeV/c et 6 GeV/c respectivement.



(a)



(b)

fig.IV.4: a) Identification des particules sur le diagramme à 3 dimensions représentant une simulation de la perte d'énergie différentielle (dE/dx) en fonction de l'impulsion (p) et de la masse des particules. De gauche à droite, on distingue les électrons, les pions, les kaons et les protons. b) Séparation (nombre de déviations standards σ) des e, π , K, p en fonction de leur impulsion.

b) Performances simulées des détecteurs centraux

L'acceptance de la partie centrale d'ALICE résulte d'un compromis entre coût et efficacité. L'intervalle en pseudo-rapacité $\Delta\eta \sim 2$ est assez grand pour mesurer avec une statistique suffisante (plusieurs milliers de pions et plusieurs centaines de kaons et de protons) les distributions de particules chargées (voir fig.IV.5) événement par événement. Il permet aussi d'avoir un taux de reconstruction d'hypérons qui soit raisonnable.

Le tracking est le gros défi de l'expérience, étant donné le nombre et la densité de traces. Avec les résolutions spatiales envisagées, la séparation entre 2 traces voisines dans la TPC peut se faire si leur distance est de 1 mm ou plus. Les simulations donnent des valeurs d'efficacité de reconstruction entre 90% et 95%. Les résolutions angulaires sont de l'ordre de 1 à 5 mrad.

Pour distinguer correctement les particules (π , p, K) provenant des vertex secondaires de désintégration des Λ , Ξ , Ω et D^0 de celles émises à partir du vertex principal, l'incertitude que l'on tolère sur la distance (que l'on appelle aussi paramètre d'impact) entre le vertex principal et l'extrapolation des traces des produits de désintégration, se situe entre 100 et 400 μm (suivant le moment transverse).

La résolution relative ($\Delta p_{\perp}/p_{\perp}$) en moment transverse se situe entre 1% et 2% pour plus de 90% des particules émises (à savoir celles de moment moyen entre 0.2 et 2 GeV/c). Les distributions de moment transverse des π , K et p obtenues en simulant un seul événement Pb+Pb à 6 TeV sont montrées sur la fig.IV.5. A faible p_{\perp} (domaine important notamment pour l'étude des effets collectifs tels que les fluctuations d'isospin et pour la mesure des rayons de source) et à haut p_{\perp} (jets) la résolution est également suffisante ($\sim 3\%$). Pour l'identification des mésons vecteurs ρ , ω et ϕ , on veut une résolution en masse à peu près équivalente à la largeur de ces résonances pour maximiser le rapport signal sur bruit.

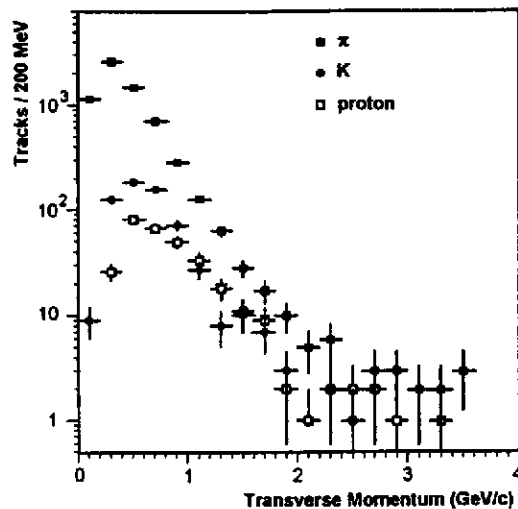


fig.IV.5 : Distributions de moment transverse des π , K, p (après tracking et identification des particules dans ALICE) dans 1 seul événement central Pb+Pb simulé avec le générateur SHAKER ([130,p.155]) en considérant $dN_{ch}/dy = 8000$.

B) Le détecteur STAR

La philosophie de détection, le type de détecteurs utilisés et leur agencement dans STAR sont les mêmes que dans la partie centrale d'ALICE si ce n'est qu'ils n'incluent pas la mesure des photons. Au niveau de ses dimensions, le détecteur STAR, représenté en coupe longitudinale sur la fig.IV.6, apparaît comme le "petit frère" d'ALICE. Les conditions de détection seront moins contraignantes dans STAR que dans ALICE. Les multiplicités de particules attendues au RHIC (2 à 5 fois plus petites qu'au LHC) ne nécessitent pas une granularité et une résolution spatiale aussi élevées que dans ALICE.

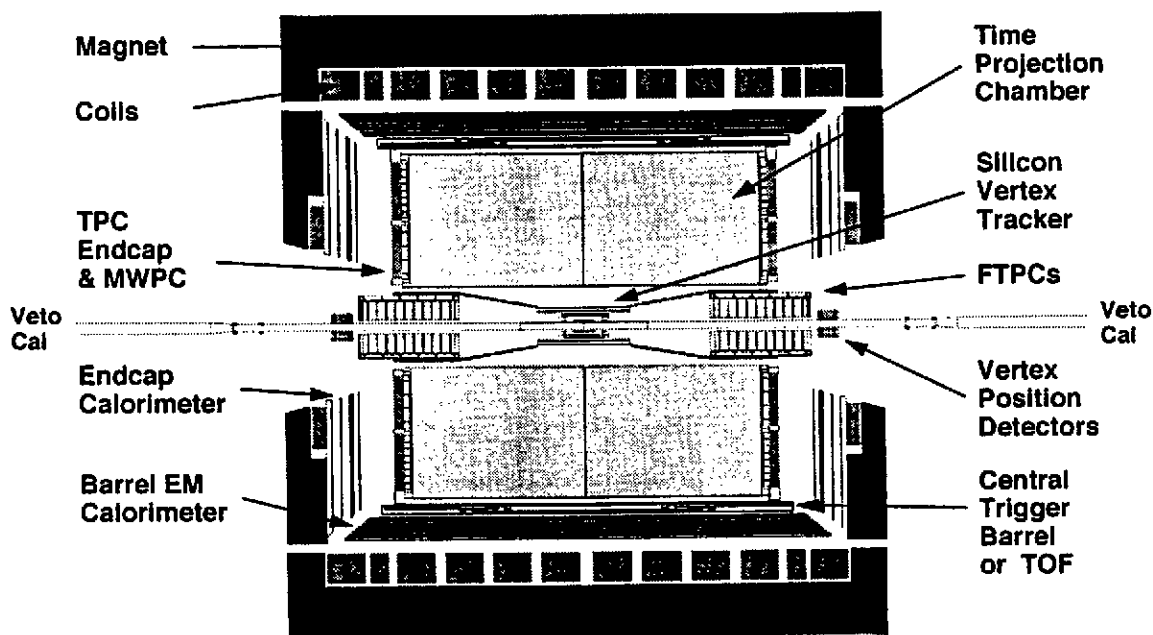


fig.IV.6: Schéma en coupe longitudinale du détecteur STAR. Sa construction s'achèvera durant l'année 2000.

L'ensemble instrumental, situé dans l'entrefer d'un aimant solénoïdal (de 5 m de diamètre et de 7 m de longueur) fournissant un champ de 0.5 Tesla, couvre la région de rapidité centrale. Le tracking et l'identification des particules se fait au moyen des éléments suivants:

- a) Le SVT (Silicon Vertex Tracker) constitué de 3 couches cylindriques de détecteurs au silicium à dérive et d'un tonneau de détecteurs Si à micropistes. Sa longueur et son diamètre sont 2 fois plus petits que ceux de l'ITS.
- b) Une TPC comparable (un facteur d'environ 4/5) à celle d' ALICE.
- c) Un détecteur de temps de vol.

Un calorimètre électromagnétique permettra de mesurer les jets. Les mesures de dN/dy dans le domaine $2.5 < |\eta| < 4.5$ se feront grâce à une petite chambre à projection temporelle (FTPCs) située à l'avant du détecteur (devant le SVT).

CONCLUSION

L'étude de la matière nucléaire dense et chaude et la recherche du plasma de quarks et de gluons aux énergies relativistes possèdent une longue histoire, jalonnée de nombreuses étapes et rebondissements. Au début des années 80, on se demandait si la recherche du PQG était réalisable expérimentalement avec des collisions d'ions lourds. La question préalable était de savoir si ces collisions permettaient de former des systèmes suffisamment grands (i.e., de volume très supérieur au fm^3 et contenant un nombre élevé de particules) et de durée de vie suffisamment longue (supérieure au temps de relaxation) pour que l'on puisse les caractériser d'un point de vue macroscopique et thermodynamique. La question cruciale était alors de savoir si l'on serait capable d'atteindre dans ces systèmes les densités d'énergie prédites pour la transition de phases hadrons/partons déconfinés.

Les premières générations d'expériences, notamment celles effectuées de 1986 à 1993 au SPS en utilisant des projectiles "légers" (O, S) à 200 A GeV, permirent d'apporter de nombreux éléments de réponse à ces questions et d'envisager avec optimisme la poursuite de ces recherches.

Durant les 3 dernières années, les collisions de noyaux lourds (Pb+Pb à 160 A GeV) permirent, comme on l'a vu tout au long de cet exposé, de franchir une étape supplémentaire en montrant pour la première fois des comportements qui semblent échapper à nos connaissances et à nos modélisations de la matière hadronique. Ce n'est pas encore la preuve irréfutable de la formation d'un PQG mais c'est une porte de plus en plus largement ouverte sur la matière partonique.

On espère une mise en évidence claire du PQG, sinon au RHIC, au moins au LHC. Mais la complexité de cette physique n'exclut pas que l'on se retrouve auprès de ces collisionneurs dans la même situation ambiguë que celle que nous vivons actuellement avec les résultats du SPS. Si c'est le cas, ces ambiguïtés seront sans doute de nature différente car elles proviendront à la fois de difficultés expérimentales nouvelles et de phénomènes physiques nouveaux, résultant du saut en énergie réalisé entre le SPS et le LHC. Plus fondamentalement, on peut aussi concevoir que les propriétés d'un milieu hadronique très chaud et celles d'un PQG soient trop proches, du moins dans les conditions de formation par collision d'ions lourds, pour que l'on puisse les différencier clairement au moyen des signatures actuellement proposées.

On peut donc se poser de multiples questions sur l'issue de la recherche du PQG mais jusqu'à preuve du contraire les collisions d'ions lourds restent le seul outil et le seul espoir raisonnable de le créer et de l'étudier en laboratoire. Que cet état de la matière ait existé durant les premières microsecondes après le Big Bang, on en est convaincu. Rappelons donc que le but de cette

recherche n'est pas tant de conforter cette quasi-certitude que d'étudier de manière systématique le comportement d'ensembles multi-particules soumis à l'interaction forte, à l'échelle d'énergie et de température où QCD prévoit une modification fondamentale de leur structure (transition de phases) et de leurs propriétés dynamiques. Rappelons aussi que cette physique combinée à la physique des particules (collisions pp , e^+e^-) permet d'étudier les changements qui s'opèrent lorsqu'on passe de l'échelle de l'interaction élémentaire nucléon-nucléon ou parton-parton à l'échelle de systèmes macroscopiques à grand nombre de particules et de température non nulle. Le passage du SPS au RHIC puis au LHC permettra d'étudier les transformations qui se produisent dans les processus (à l'équilibre et hors équilibre) caractérisant la matière nucléaire lorsqu'on s'éloigne progressivement du régime non perturbatif de QCD. L'objectif est d'apporter un maximum d'informations expérimentales afin de valider, de dépasser ou même d'infirmer l'état actuel de cette théorie ou du moins d'un certain nombre de ces éléments.

Ainsi, il serait dommage de limiter cette physique à un problème de sémantique, c'est-à-dire à des questions réductrices du type : "a-t-on formé le PQG ?" ou "le formera-t-on un jour?" et d'en attendre une réponse binaire (oui ou non). Car quel que soit le terme employé pour qualifier la matière "superchaude" créée dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes, les expériences et les théories développées pour la comprendre permettent d'ouvrir constamment de nouveaux champs de physique dont la richesse justifie pleinement qu'on l'étudie sur un domaine d'énergie très vaste allant jusqu'aux énergies du LHC.

REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier le comité d'organisation de l'école Joliot-Curie de m'avoir invité à donner ce cours. Mes remerciements vont également à toutes les personnes qui ont contribué à ce travail grâce aux judicieux conseils qu'elles m'ont prodigués et aux discussions fructueuses que j'ai pu avoir avec elles. Ma reconnaissance s'adresse plus particulièrement à J. Y Ollitrault, W. Geist, H. Stöcker, J. Polonyi, J. Konopka, J. Letessier, J. P. Coffin, J. Baudot, K. Safarik et R. Lietava.

REFERENCES

- 1) B. Müller, Lecture Notes in Physics: "The Physics of the Quark Gluon Plasma", Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1985
- 2) C. Y. Wong, "Introduction to High Energy Heavy Ion Physics", World Scientific, Singapore, 1994
- 3) H. Satz, "The Quark Plasma", Nature vol. 324, November 1986
- 4) S. Weinberg, "The first three minutes", Basics Books, New York 1977
- 5) B. Müller, Rep. Prog. Phys. 58 (1995) 611
- 6) J. Harris and B. Müller, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 46 (1996) 71
- 7) L. McLerran, Rev. Mod. Phys. 58 (1986) 1021
- 8) W. Greiner and D. Rischke, Phys. Rep. 264 (1996) 183
- 9) J. C. Collins and M. Perry, Phys. Lett. 34 (1975) 1353
- 10) Conférences "Quark Matter" dont les compte-rendus sont publiés dans Nuclear Physics.
- 11) a) Cours de J. P. Blaizot à l'école de Gif (1988). b) Cours de O. Drapier à l'école Joliot Curie (1995). c) Cours de J. Cugnon à l'école Joliot Curie (1995)

- 13) E. Witten, *Physics Today*, 33, n° 7 (1980) p.38
- 14) R. L. Jaffe, *Nature*, 268 (1977) n° 5617, p.201
- 15) "Les particules élémentaires", Bibliothèque pour la Science, diffusion Belin. C'est une compilation d'articles parus dans la revue *Pour la Science* (voir l'article de K. Johnson).
- 16) F. Wilczek, *Ann. Rev. Nucl. and Part. Sci.* 32 (1982) 177
- 17) D. J. Gross and F. Wilczek, *Phys. Rev. Lett.* 30 (1973) 1343
- 18) H. D. Politzer, *Phys. Rep.* 14C (1974) 129
- 19) M. A. Shifman, *Ann. Rev. Nucl. and Part. Sci.* 33 (1983) 33
- 20) W. Weise, *Nucl. Phys.* A553 (1993) 59c
- 21) K. Wilson, *Phys. Rev.* D10 (1974) 2445
- 22) J. Cleymans et al., *Phys. Rep.* 130 (1986) 217
- 23) Cours de P. Guichon, M. Knecht et G. Chanfray, *Ecole Joliot Curie* 98
- 24) Cours de A. Morel à l'école de Gif (1988)
- 25) H. Gutbrod et H. Stöcker, "L'équation d'état de la matière nucléaire", *Pour la Science*, Janvier 1992, p.44
- 26) A. Chodos et al., *Phys. Rev.* D9 (1974) 3471
- 27) C. D. de Tar and J. F. Donoghue, *Ann. Rev. Nucl. and Part. Sci.* 33 (1983) 235
- 28) B. Svetitsky and L. Yaffe, *Phys. Rev.* D26 (1982) 963
- 29) R. D. Pisarski and F. Wilczek, *Phys. Rev.* D29 (1984) 338
- 30) K. Rajagopal and F. Wilczek, *Nucl. Phys.* B399 (1993) 395
- 31) F. Karsch, *Nucl. Phys.* A590 (1995) 367c, voir aussi du même auteur: *Phys. Rev.* D49 (1994) 3791.
- 32) T. Blum et al., *Phys. Rev.* D51 (1995) 5153
- 33) C. Bernard et al., *Phys. Rev.* D45 (1992) 3854
- 34) G. Boyd et al., *Phys. Rev. Lett.* 75 (1995) 4169
- 35) J. D. Bjorken, *Phys. Rev.* D27 (1983) 140
- 36) W. Scheid et al., *Phys. Rev. Lett.* 21 (1968) 1479
- 37) G. F. Chapline et al., *Phys. Rev.* D8 (1973) 4302
- 38) H. Satz, *Nucl. Phys.* A544 (1992) 371c
- 39) R. C. Hwa and K. Kajantie, *Phys. Rev. Lett.* 56 (1986) 696
- 40) J. P. Blaizot and A. H. Mueller, *Nucl. Phys.* B289 (1987) 847
- 41) W. Greiner et H. Stöcker, *Pour la Science*, mars 1985, p.56
- 42) H. Satz, *Lepton/Photon Symp.* 2 (1991) 271, CERN-TH 6216/91
- 43) F. Viedebaek et al., *Nucl. Phys.* A590 (1995) 249c
- 44) P. G. Jones et al., *Nucl. Phys.* A610 (1996) 188c
- 45) P. M. Jacobs et al. *Proceedings of the Conference on Heavy Ion Physics at the AGS (HIPAGS '96) at Wayne State University, Detroit, USA, 1996*
- 46) G. Roland for the NA49 Collaboration, *Quark Matter 97, Tsukuba, Japan, 1997*

- 47) H. Appelshäuser and the NA49 Collaboration, NA49 note number 173 (october 1998)
- 48) P. Braun-Munzinger et al., Phys. Lett. B365 (1996) 1
- 49) T. Alber et al., Phys. Rev. Lett. 74 (1995) 1303
- 50) J. P. Blaizot and J. Y. Ollitrault, "Quark Gluon Plasma", ed R. C. Hwa, Singapore, World Scientific, 1991, p.393
- 51) K. Kajantie and T. Matsui, Phys. Lett. 1664B (1985) 373
- 52) B. Anderson et al., Nucl. Phys. B281 (1987) 289
- 53) K. Werner and J. Aichelin, Phys. Lett. B308 (1993) 372
- 54) J. Aichelin and K. Werner, Phys. Lett. B300 (1993) 158
- 55) Cours de J. Gosset à l'école de Gif (1988)
- 56) R. Hanburry Brown and R. Q. Twiss, Nature 178 (1956) 1046
- 57) Zajc WA. Particle Production in Highly Excited Matter, eds. H. H. Gutbrod and J. Rafelski (Plenum Press, New York, 1993) p.435
- 58) Helena Bialkowska, Heavy Ion Collisions at high Energy, plenary review talk at the XXXIX International Conference on High Energy Physics (ICHEP'98), Vancouver, July 1998
- 59) G. Agakichiev et al., Phys. Rev. Lett. 75 (1995) 1272
- 60) G. Agakichiev et al., Phys. Lett. B422 (1998) 405
- 61) W. Cassing et al., Phys. Lett. B377 (1996) 5
- 62) G. Q. Li, C. M. Ko and G. E. Brown, Nucl. Phys. A611 (1996) 539
- 63) R. Rapp, G. Chanfray and J. Wambach, Nucl. Phys. A617 (1997) 472
- 64) R. Santo et al., Nucl. Phys. A566 (1994) 61c
- 65) M. Masera et al., Nucl. Phys. A590 (1995) 93c
- 66) M. C. Abreu et al., Nucl. Phys. A566 (1994) 77c
- 67) T. Peitzmann for WA98, ICHEP'98, Vancouver, July 1998
- 68) I. Ravinovich for the CERES Collaboration, Nucl. Phys. A638 (1998) 159c
- 69) T. Matsui and H. Satz, Phys. Lett. B178 (1986) 416
- 70) F. Karsch, M. T. Mehr and H. Satz, Z. Phys. C37 (1988) 617
- 71) M. C. Abreu et al., Phys. Lett. B410 (1997) 337
- 72) M. Gonin for NA50, ICPA-QGP 97, Jaipur, India, March 1997
- 73) L. Ramello for NA50, Quark Matter 97, Tsukuba, Japan, december 1997
- 74) S. Ramos for NA50, ICHEP'98, Vancouver, July 1998
- 75) J. P. Blaizot and J. Y. Ollitrault, Phys. Rev. Lett. 77 (1996) 1703
- 76) J. D. Bjorken, Acta Phys. Polon. B23 (1992) 246
- 77) J. Rafelski, Phys. Rep. 88 (1982) 331
- 78) P. Koch, B. Müller and J. Rafelski, Phys. Rep. 142 (1986) 167
- 79) J. Rafelski and B. Müller, Phys. Rev. Lett. 48 (1982) 1066
- 80) J. Rafelski, Phys. Lett. B262 (1991) 333

- 81) J. Rafelski, Nucl. Phys. A544 (1992) 279c
- 82) M. Gadzicki and NA35, Nucl. Phys. A590 (1995) 197c
- 83) E. G. Judd and NA36, Nucl. Phys. A590 (1995) 291c
- 84) D. Di Bari and WA85, Nucl. Phys. A590 (1995) 307c
- 85) S. Abatzis and WA85, Nucl. Phys. A566 (1994) 225c
- 86) J. B. Kinson and WA94, Nucl. Phys. A590 (1995) 317c
- 87) A. K. Holme for the WA97 Collaboration, International Symposium on Strangeness in Quark Matter, Thera (Santorini), Greece, April 1997
- 88) I. Kràlik for the WA97 Collaboration, Quark Matter 97, Tsukuba, Japan, December 1997
- 89) E. Anderson et al., Phys. Lett. B433 (1998) 209
- 90) R. Lietava and WA97, 6th International Conference on Strangeness in Quark Matter, Padova, Italy, July 1998
- 91) R. Caliendo and WA97, 6th International Conference on Strangeness in Quark Matter, Padova, Italy, July 1998
- 92) J. Letessier, J. Rafelski and A. Tounsi, Phys. Lett. B292 (1992) 417
- 93) J. Letessier, J. Rafelski and A. Tounsi, Phys. Lett. B410 (1997) 315
- 94) J. Letessier and J. Rafelski, International Conference on Strangeness in Quark Matter, Padova, Italy, July 1998, to be published in J. Phys. G
- 95) J. Cleymans and H. Satz, Z. Phys. C57 (1993) 135
- 96) C. Spieles et al., International Conference on Nuclear Physics at the Turn of the Millennium: "Structure of vacuum and elementary matter", Wilderness, South Africa, March 1996, eds H. Stöcker, A. Gallmann and W. Greiner, World Scientific, p.491
- 97) J. Cugnon, Phys. Rev C22 (1980) 1885
- 98) H. Sorge, H. Stöcker and W. Greiner, Annals of Physics (N.Y) 192 (1989) 266
- 99) S. Bass et al., "Structure of vacuum and elementary matter", eds H. Stöcker, A. Gallmann and W. Greiner, World Scientific, p.399
- 100) Pour une introduction, voir: H. J. Crawford and C. Greiner, "The Search for Strange Matter", Scientific American, January 1994, p.72
- 101) E. Witten, Phys. Rev. D30 (1984) 272
- 102) A. Bodmer, Phys. Rev. D4 (1971) 1601
- 103) E. Fahri and R. L. Jaffe, Phys. Rev. D30 (1984) 2379
- 104) J. D. Bjorken and L. D. McLerran, Phys. Rev. D20 (1979) 2353
- 105) S. A. Chin and A. K. Kerman, Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 1292
- 106) J. Madsen, Phys. Rev. Lett. 70 (1993) 391
- 107) Pour une revue, voir: C. Greiner, A. Diener, J. Schaffner and H. Stöcker, "Strange Matter: a New Domain of Nuclear Physics", dans le livre "The Nuclear Equation of State", NATO ASI Series B: Physics, vol 335 (1994) p.53, plenum, New York, eds: W. Greiner, H. Stöcker and A. Gallmann.
- 108) C. Greiner, P. Koch, D. H. Rischke and H. Stöcker, Phys. Rev. D38 (1988) 2797
- 109) J. F. Donoghue, E. Golowich and B. R. Holstein, Phys. Rev. D34 (1986) 3434

- 110) C. Greiner, P. Koch and H. Stöcker, Phys. Rev. Lett. 58 (1987) 1825
- 111) C. Greiner and H. Stöcker, Phys. Rev. D44 (1991) 3517
- 112) Pour une revue des expériences, voir: S. Kumar, Nucl. Phys. A590 (1995) 29c
- 113) F. S. Rotondo for E864, Nucl. Phys. A610 (1996) 297
- 114) R. Klingenberg for NA52, Nucl. Phys. A610 (1996) 306c
- 115) R. S. Longacre for E810, Nucl. Phys. A590 (1995) 477c
- 116) R. L. Jaffe, Phys. Rev. Lett. 38 (1977) 195
- 117) J. P. Coffin and C. Kuhn, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 23 (1997) 2117
- 118) C. Kuhn et al., Internal Note ALICE 95-49, 1995
- 119) C. Spieles et al., Phys. Rev. Lett. 76 (1996) 1776
- 120) J. Schukraft, "Structure of vacuum and elementary matter", eds H. Stöcker, A. Gallmann and W. Greiner, World Scientific, p.417
- 121) A. Capella et al., Phys. Rep. 236 (1994) 227
- 122) J. Ranft, Phys. Rev. D51 (1995) 64
- 123) K. Geiger, Phys. Rep. 258 (1995) 237
- 124) X. N. Wang and M. Gyulassy, Phys. Rev. D45 (1992) 844
- 125) X. N. Wang and M. Gyulassy, Phys. Rev. Lett. 68 (1992) 1480
- 126) B. Müller and X. N. Wang, Phys. Rev. Lett. 68 (1992) 2437
- 127) K. Geiger, Phys. Rev. D48 (1993) 4129
- 128) J. Rafelski, J. Letessier and A. Tounsi, Heavy Ion Physics vol. 4 (1996) 181
- 129) N. S. Amelin et al., Z. Phys. C63 (1994) 507
- 130) ALICE Technical Proposal, CERN/LHCC 95-71, LHCC/P3, December 1995
- 131) S. Mrówczyński, Phys. Rev. C49 (1994) 2191
- 132) L. Stodolsky, Phys. Rev. Lett. 75 (1995) 1044
- 133) J. W. Harris, Relativistic Heavy Ion Physics and the RHIC, lectures given at the Lake Louise Winter Institute on QCD, 15-21 february 1998, Lake Louise, Alberta, Canada, to be published in World Scientific 1998.
- 134) S. Nagamiya, Nucl. Phys. A566 (1994) 287c
- 135) B. Wyslouch, Nucl. Phys. A566 (1994) 305c
- 136) F. Videbaek et al., Nucl. Phys. A566 (1994) 299c
- 137) Conceptual Design Report for the Solenoidal Tracker at RHIC, The STAR Collaboration, PUB-5347 (1992)
- 138) J. W. Harris et al., Nucl. Phys. A566 (1994) 277c
- 139) J. Schukraft et al., Nucl. Phys. A566 (1994) 311c
- 140) T. J. Hallmann et al., Nucl. Phys. A590 (1995) 399c
- 141) ALICE T.P, Addendum 1, CERN/LHCC 96-32, LHCC/P3, October 1996