

Le plasma de quarks et de gluons : signatures expérimentales

O. Drapier

► To cite this version:

O. Drapier. Le plasma de quarks et de gluons : signatures expérimentales. École thématique. Ecole Joliot Curie "Noyaux en collisions", Maubuisson, (France), du 11-16 septembre 1995 : 14ème session, 1995. cel-00650126

HAL Id: cel-00650126

<https://cel.archives-ouvertes.fr/cel-00650126>

Submitted on 9 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.

LE PLASMA DE QUARKS ET DE GLUONS : SIGNATURES EXPÉRIMENTALES

Olivier DRAPIER

Institut de Physique Nucléaire de Lyon
IN2P3-CNRS et Université Claude Bernard
43, Boulevard du 11 Novembre 1918, F-69622 Villeurbanne cedex

RÉSUMÉ

Une transition de phase de la matière nucléaire vers un état de partons déconfinés est prévue par les calculs de chromodynamique quantique sur réseaux. Depuis 1986, la recherche de cet état de plasma de quarks et de gluons est à l'origine d'un vaste programme expérimental d'étude des collisions nucléaires de haute énergie auprès de l'AGS à Brookhaven et du SPS du CERN. Ce programme se poursuit désormais à l'aide des faisceaux d'ions les plus lourds (or et plomb) aux énergies les plus élevées (11 GeV/A à l'AGS et 160 GeV/A au CERN). Ce cours présente les principales signatures recherchées pour la mise en évidence de ce plasma, ainsi qu'un aperçu des résultats récents obtenus par ces expériences. Si certaines observations sont en accord avec les signatures attendues en cas de formation du plasma, aucune conclusion définitive n'a pu être tirée jusqu'à présent. Cependant, les expériences actuellement en cours au CERN devraient apporter prochainement des résultats à haute statistique et deux ordres de grandeurs en énergie dans le centre de masse pourront être franchis successivement d'ici quelques années, grâce au collisionneur RHIC en construction à Brookhaven, puis à l'utilisation du LHC en collisionneur d'ions lourds, prévue pour les années 2005.

ABSTRACT

The existence of a deconfining phase transition of nuclear matter is a clear prediction of lattice quantum chromodynamics calculations. The signatures of this quark-gluon plasma (QGP) have been searched for, since the first high energy ion beams became available at BNL and CERN in 1986, and gold and lead beams are now accelerated at 11 and 160 GeV per nucleon by the AGS and SPS. An overview of the main signatures expected in case of QGP formation is presented here. Although some recent results have been found in agreement with the predictions of the QGP scenario, no clear evidence for its formation has been observed at present. Nevertheless, new high statistics results are expected from CERN lead beams. In addition, future experiments are being prepared at RHIC and LHC, providing an increase by two orders of magnitude of the c.m.s. energy within a few years.

I - INTRODUCTION

L'existence d'une transition de phase de la matière hadronique vers un plasma de quarks et de gluons (QGP) est une prédiction claire de la chromodynamique quantique (QCD) non perturbative. Les calculs de QCD sur réseaux développés ces dernières années montrent en effet que pour une température critique de l'ordre de 150 à 200 MeV, et/ou une densité d'énergie d'environ 5 à 10 fois la densité nucléaire normale, les hadrons doivent "fondre" en leurs constituants élémentaires : les quarks et les gluons. Dans cet état, les partons seraient déconfinés, et auraient ainsi un libre parcours moyen supérieur à la taille des hadrons.

D'un point de vue expérimental, la possibilité d'atteindre un tel état dans des collisions entre les noyaux les plus lourds aux énergies les plus élevées possibles a motivé la mise en place d'un vaste programme de recherches auprès des accélérateurs AGS (Alternating Gradient Synchrotron) du laboratoire de Brookhaven (États-Unis) et SPS (Super Proton Synchrotron) du CERN. Ce programme a débuté en 1986, par des expériences utilisant des faisceaux d'ions de masse intermédiaire, tels que du silicium à 14 GeV par nucléon à l'AGS, et des ions oxygène et soufre à 200 GeV par nucléon au SPS, lancés sur des cibles fixes de différentes masses atomiques (aluminium, soufre, tungstène, uranium, etc...). Cette phase exploratoire a laissé la place il y a deux ans aux expériences utilisant des faisceaux plus lourds à des énergies voisines, compte tenu du rapport Z/A plus faible des noyaux accélérés (or à ~ 11 GeV/A depuis 1993 à l'AGS, et plomb à ~ 160 GeV/A depuis 1994 au CERN).

Au delà de l'existence même du plasma, qui semble ne faire aucun doute, deux questions restent posées quant à sa mise en évidence dans de telles expériences :

- les conditions de la transition de phase sont-elles réunies dans ces collisions, ou dans les plus centrales d'entre elles ?
- si oui, quelles observables doit-on mesurer, et quelles signatures faut-il rechercher ?

La réponse à la première question repose sur les modèles disponibles actuellement pour décrire de telles collisions, et sur les conditions initiales qu'ils prévoient (température, densité, etc...), ainsi que sur les valeurs critiques de ces paramètres, qui dépendent largement des hypothèses de départ, comme nous le verrons plus loin.

La deuxième question est de loin la plus critique, car comme nous le verrons, la durée de vie du plasma est extrêmement courte et les produits hadroniques de la réaction sont détectés bien après le retour du système à la phase confinée, dont il faut alors chercher les caractéristiques qui auraient pu "garder la mémoire" de l'état transitoire déconfiné.

Le but de ce cours est de faire le point sur l'état actuel de cette recherche, du point de vue expérimental. Après quelques brefs rappels sur les prédictions de la QCD sur réseaux et l'exposé des principales signatures attendues en cas de formation du QGP, je montrerai

quelques résultats (principalement des expériences du CERN), pour la plupart récents, choisis pour leur représentativité et leur aspect pédagogique. Cette revue ne se veut pas exhaustive, et je prie le lecteur de bien vouloir m'en excuser ...

II - LA TRANSITION DE PHASE

Pour une température et une densité suffisantes, les calculs de QCD sur réseaux prévoient l'existence d'une transition de phase de déconfinement de la matière hadronique ¹⁾. Cette transition se manifeste par une variation brutale du nombre de degrés de liberté effectifs du système au passage de la température critique (laquelle est fonction de la densité), qui passe de quelques unités (3, par exemple pour un gaz de pions, ou plus si d'autres résonances hadroniques sont prises en compte) à

$$N_{ddl} = \frac{7}{8}q + g$$

pour un plasma contenant "q" sortes de quarks et "g" gluons. A titre d'exemple, en ne considérant que deux saveurs de quarks (u et d) ayant deux états de spin et de conjugaison de charge, et trois états de couleur, plus huit gluons dans deux états d'hélicité :

$$N_{ddl} = \frac{7}{8} * 2 * 2 * 2 * 3 + 2 * 8 = 37$$

Dans un modèle simple où l'on considère les deux phases comme des gaz parfaits ²⁾ (c'est à dire constitués de particules ponctuelles de masse nulle sans interactions), les grandeurs thermodynamiques comme la densité d'énergie et la pression peuvent s'écrire :

$$\varepsilon = 3 \frac{\pi^2}{30} T^4$$

$$P = \frac{\varepsilon}{3} = 3 \frac{\pi^2}{90} T^4$$

pour la phase hadronique, et

$$\varepsilon = 37 \frac{\pi^2}{30} T^4 + B$$

$$P = 37 \frac{\pi^2}{90} T^4 - B$$

pour le plasma, où B est la pression exercée par le vide sur le plasma (encore appelée "constante du sac") qui tient compte du fait que si le milieu est déconfiné, il n'en est pas de même du vide qui l'entoure.

Le diagramme de phase correspondant est représenté sur la figure 1 dans le plan (Température/potentiel chimique baryonique¹⁾). La région des noyaux se trouve à température nulle et à la densité nucléaire normale $\rho_0 \approx 0.17 \text{ GeV/fm}^3$. L'état de gaz de

¹Le potentiel chimique baryonique μ_B est défini comme la dérivée partielle de l'énergie libre par rapport au nombre baryonique total :

$$\mu_B = \frac{\partial F}{\partial N_B}$$

C'est une fonction croissante du nombre baryonique. Il est important de noter que $\mu_B=0$ ne signifie pas que le milieu est dépourvu de quarks, mais implique uniquement que le nombre de quarks est égal au nombre d'antiquarks.

hadrons est séparé du plasma de quarks-gluons par la ligne critique représentée en gris. Cette transition de phase s'accompagne, d'après les calculs sur réseaux, d'une restauration de la symétrie chirale spontanément brisée dans la phase hadronique.

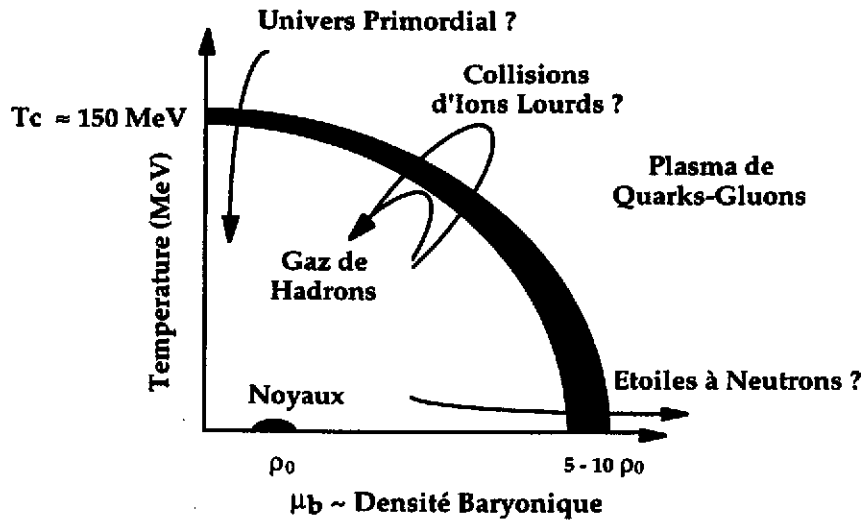


Figure 1 : Diagramme de phase schématisé de la matière nucléaire dans le plan (température/potentiel chimique baryonique).

L'ordre de la transition de phase n'est pas définitivement établi ³⁾, et dépend fortement des hypothèses de départ, notamment du nombre de saveurs de quarks considéré. En effet, les calculs en pure jauge (sans quarks) prédisent une transition du premier ordre pour une température critique d'environ 250 MeV. L'introduction des quarks u et d abaisse la température critique aux environs de 150 MeV, et la transition prédite est alors du second ordre.

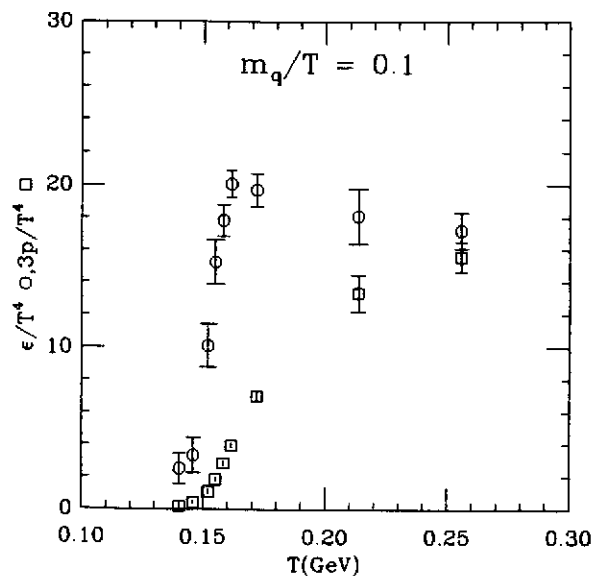


Figure 2 : Densité d'énergie (ϵ , cercles) et pression (P , carrés) rapportées à la quatrième puissance de la température T^4 , en fonction de (T) ^{3,4)}.

Cette transition est de nouveau du premier ordre si trois saveurs ou plus sont prises en compte dans les calculs. La figure 2 représente un exemple de la variation de la densité d'énergie et de la pression obtenue dans de tels calculs. La transition de phase est nettement visible pour une température de 150 MeV environ, correspondant à une densité d'énergie de 1 à 2.5 GeV/fm³. Cet exemple montre une transition du second ordre obtenue avec deux saveurs de quarks.

III - LES COLLISIONS D'IONS LOURDS ULTRARELATIVISTES

Le déroulement d'une collision d'ions lourds de haute énergie peut être schématisé de la façon suivante dans leur centre de masse :

Les deux ions, dont les dimensions longitudinales sont contractées d'un facteur γ (facteur de Lorentz, qui vaut environ 10 pour une collision à 200 GeV sur cible fixe²) entrent en collision et se traversent, laissant entre eux un milieu hautement excité. Le contenu de ce milieu dépend de la transparence des noyaux l'un à l'autre, qui est fonction de leur énergie initiale. Pour de faibles énergies, on s'attend à ce que les noyaux soient suffisamment opaques pour que les nucléons incidents soient freinés, et donc déplacés vers ce que nous appellerons par la suite la "région centrale". A l'inverse, pour des énergies incidentes élevées, des noyaux devenus transparents doivent laisser derrière eux une région centrale très excitée mais dépourvue de nucléons. L'énergie déposée dans cette région se trouve alors sous la forme d'un gaz de hadrons (principalement de pions), de densité baryonique nette égale à zéro.

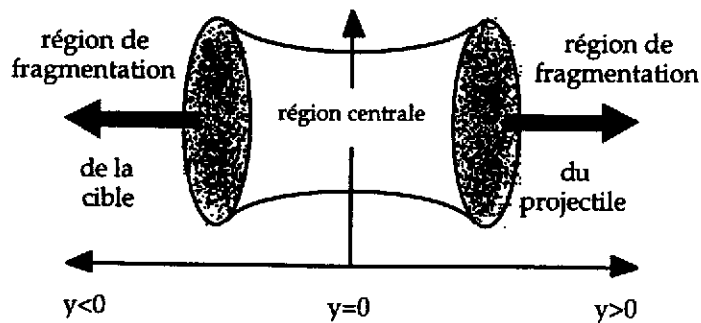


Figure 3 : Schéma d'une collision noyau-noyau à haute énergie, dans le centre de masse, en fonction de la rapidité. Si le régime de transparence est atteint, les régions de fragmentation emportent le nombre baryonique initial (grisé).

²Rappelons que l'énergie totale dans le centre de masse est \sqrt{s} , s étant le carré de la quadri-impulsion totale du système, soit, pour un nucléon de masse m_n et d'impulsion P sur un autre nucléon fixe :

$$s = \left\{ \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ P \\ \sqrt{P^2 + m_n^2} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ m_n \end{pmatrix} \right\}^2 = m_n^2 + (P^2 + m_n^2) + 2m_n \sqrt{P^2 + m_n^2} - P^2 = 2m_n \left(m_n + \sqrt{P^2 + m_n^2} \right)$$

ce qui donne $\sqrt{s} = 19.4$ GeV pour $P = 200$ GeV/c.

Ce scénario est schématisé sur les figures 3 et 4, où l'axe horizontal représente la rapidité³. Trois régions peuvent être distinguées d'après cette représentation : les régions de fragmentation de la cible et du projectile, et la région centrale.

Dans le cas idéal de la transparence nucléaire (figure 3), seules les régions de fragmentation emportent le nombre baryonique initial et la distribution des mésons produits est approximativement constante dans la région centrale. Dans ce cas, la densité d'énergie initiale déposée lors de la collision peut être calculée par la formule de Bjorken⁵ :

$$\varepsilon = \left. \frac{dE_T}{dy} \right|_{y=0} \frac{1}{S_T \tau}$$

où E_T est l'énergie transverse des particules émises par unité de rapidité, autour de $y=0$, $S_T \tau$ représente le volume de réaction, S_T étant la surface de recouvrement des deux noyaux (qui dépend du paramètre d'impact b de la collision), et τ le temps de formation des partons lors de l'interaction (que l'on estime généralement à 1 fm/c).

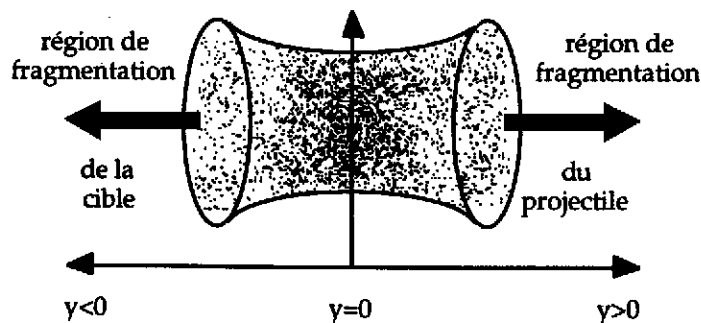


Figure 4 : Schéma similaire à la figure 3, mais dans ce cas, le pouvoir d'arrêt non nul provoque un déplacement des baryons vers la région centrale.

Si les noyaux ne sont pas transparents (figure 4), une partie du nombre baryonique est déplacée vers la région centrale, et la formule de Bjorken n'est en principe plus utilisable. Le déplacement moyen de la distribution en rapidité des baryons vers la région centrale définit une variable δy appelée "pouvoir d'arrêt", qui est accessible expérimentalement. Comme nous le verrons dans le chapitre suivant, le pouvoir d'arrêt observé dans les expériences auprès de l'AGS est important, et le régime de pseudo-transparence, dans lequel les régions de fragmentation sont suffisamment éloignées de la région centrale, n'est sans doute pas atteint non plus aux énergies du SPS. Ce régime ne sera

³La rapidité y est définie par :

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{(E+P_z)}{(E-P_z)}$$

où E est l'énergie et P_z l'impulsion longitudinale. Cette variable est additive dans une transformation de Lorentz.

probablement accessible qu'à plus haute énergie, comme le montre la figure 5, représentant la distribution en rapidité du nombre baryonique en fonction de l'énergie totale par collision nucléon-nucléon ⁶⁾.

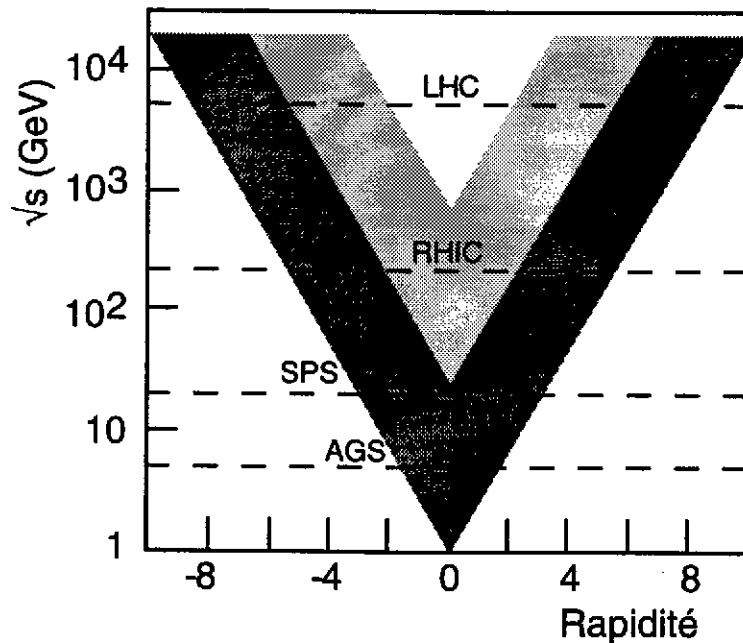


Figure 5 : Représentation schématisée de la région de rapidité contenant le nombre baryonique, en fonction de l'énergie dans le centre de masse, pour deux valeurs du pouvoir d'arrêt : $\delta y=2$ (gris sombre) et $\delta y=3.5$ (gris sombre et gris clair). Les pointillés correspondent aux énergies des différents accélérateurs ⁶⁾.

IV - LES SIGNATURES DU PLASMA DE QUARKS-GLUONS

Si la transition de phase est atteinte, le déroulement d'une collision noyau-noyau peut être décrit comme le montre la figure 6, dans le plan temps-espace (t,z) . Dans ce plan, les courbes de temps propre constant τ sont les hyperboles d'équation $\tau = \sqrt{t^2 - z^2}$. Les noyaux entrent en collision au point $t=0, z=0$.

- Dans un premier temps, les cascades d'interactions hadroniques créent un grand nombre de partons, qui peuvent atteindre la thermalisation en un temps propre τ (de l'ordre de 1 à quelques fm/c), qui dépend des conditions initiales telles que l'énergie incidente, le volume de réaction et le pouvoir d'arrêt.
- La phase de plasma possède des propriétés qui peuvent induire des effets détectables. Il s'agit en effet d'un milieu thermalisé de quarks et de gluons déconfinés, supposé à l'équilibre chimique (c'est à dire contenant les trois saveurs légères u, d et s). De plus, la symétrie chirale doit y être restaurée. Depuis les années 1985, de nombreuses signatures ⁷⁾ ont été proposées, et les principales d'entre elles, qui seront détaillées dans ce cours, sont les suivantes :

- le déconfinement doit interdire la formation d'états résonants de saveurs lourdes, tels que le J/ψ (état $c - \bar{c}$) ou les états excités de la résonance Υ ($b - \bar{b}$),
- l'équilibre chimique doit conduire à une production d'étrangeté supérieure à la normale,
- comme tout milieu thermalisé, le plasma doit rayonner des photons. Il se peut également que ces photons se matérialisent en paires de leptons (électrons ou muons). On parle alors de dileptons thermiques.
- la restauration de la symétrie chirale pourrait entraîner un déplacement en masse de certaines résonances, comme le ρ ou le ϕ .
- Le plasma se détend et se refroidit, conduisant au retour à une phase hadronique. Si la transition de phase est du premier ordre, l'hadronisation passe par une phase mixte, ou le gaz de hadrons et des "bulles" de plasma coexistent.
- Ce gaz de hadrons se détend également, jusqu'au point appelé "freeze-out", où les hadrons se découplent.
- L'état final observé dans les détecteurs est constitué d'un grand nombre de particules diverses telles que des nucléons, des mésons, des électrons, des photons, etc... Cependant, les distributions de ces particules peuvent également donner des indication sur l'état final, comme par exemple la taille de l'objet émetteur, estimée par une méthode interférométrique (dite "Hanbury-Brown-Twiss" ou "HBT") utilisée à l'origine pour déterminer la taille de certaines étoiles ⁸⁾.
- Certains modèles prévoient en outre la formation d'objets exotiques appelés "étrangelets", supposée être une signature non ambiguë de la formation du plasma ⁹⁾.

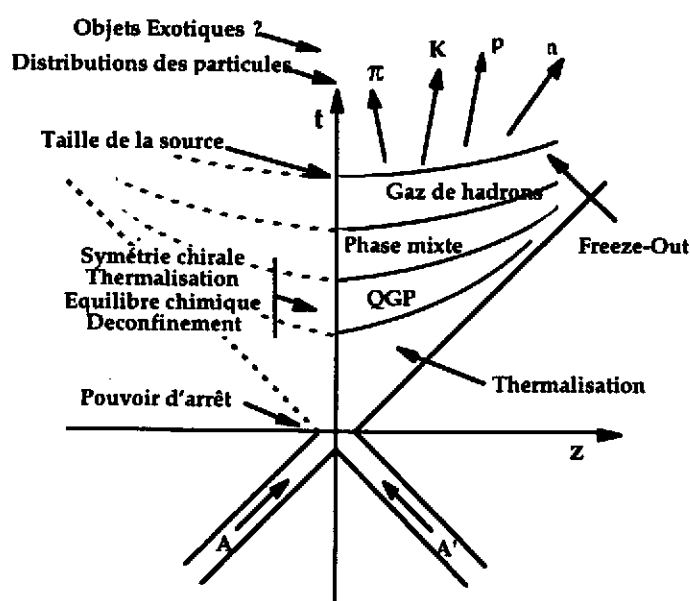


Figure 6 : Déroulement d'une collision noyau-noyau, en supposant la formation d'un plasma de quarks-gluons. La phase mixte n'existe que si la transition est du premier ordre.

Comme nous le verrons par la suite, les expériences réalisées à ce jour sont essentiellement dédiées à l'étude d'une ou deux signatures, aucune n'étant en mesure de les observer toutes compte tenu des contraintes expérimentales.

En plus des signatures spécifiques du plasma, la plupart des expériences détectent certaines distributions de particules émises, qui peuvent alors être comparées aux différents modèles disponibles, et donnent ainsi des renseignements sur les conditions initiales. Parmi celles-ci, la multiplicité des particules, la composante transverse de l'énergie des produits de réaction, ou l'énergie totale du fragment du projectile n'ayant pas interagi (encore appelé "fragment spectateur") donnent des indications sur le paramètre d'impact de chaque collision. Cette information est importante, dans la mesure où seules les collisions les plus centrales sont supposées réunir les conditions nécessaires à la transition de phase, ce qui doit faire apparaître des effets de seuil en fonction de la centralité ou de la taille des noyaux en collision. Les corrélations entre ces divers paramètres peuvent également être étudiées pour isoler d'éventuels événements "anormaux".

V - LE POUVOIR D'ARRÊT ET LES DISTRIBUTIONS DE PARTICULES PRODUITES

Le déplacement en rapidité ¹⁰⁾ subi par les nucléons incidents dépend de l'épaisseur de matière qu'ils traversent, qui est fonction de la taille des noyaux et du paramètre d'impact de la collision. Ceci est illustré par la figure 7, qui représente la distribution en rapidité des protons détectés dans les collisions noyau-noyau auprès de l'AGS ¹¹⁾.

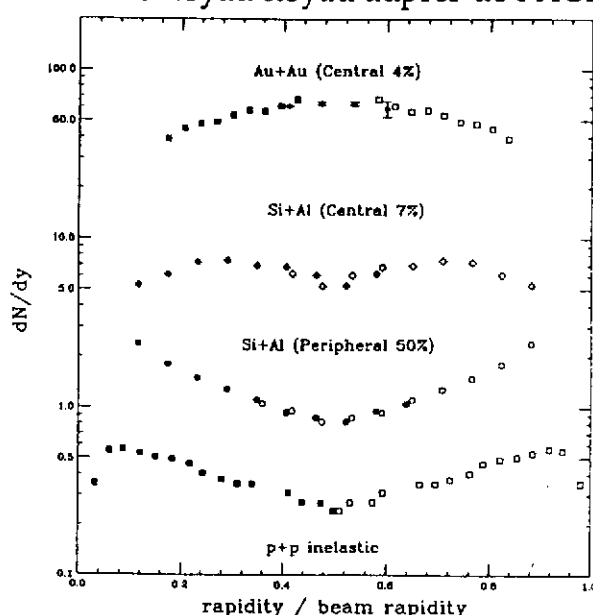


Figure 7 : Distribution en rapidité "réduite" (0 représente la rapidité de la cible, et 1 celle du projectile) des protons pour différents systèmes aux énergies de l'AGS. Ces points montrent le décalage croissant vers la rapidité centrale, que l'on observe en passant des collisions Si-Al périphériques aux collisions SiAl centrales, puis Au-Au centrales (données de E802/E866 ¹¹⁾).

En ce qui concerne les résultats du CERN, la collaboration NA49 a mesuré $\delta y=1.0$, 1.58 et 1.9 en p-p, S-S et Pb-Pb respectivement ¹²⁾. Les distributions des pions et des protons émis en collision S-S et Pb-Pb ont été comparées aux différents modèles disponibles actuellement. Ces modèles ne contiennent aucune hypothèse concernant la formation d'un plasma, et diffèrent en outre par leur façon de prendre en compte les différentes réinteractions. Comme on peut le voir sur la figure 8, les distributions des pions sont bien reproduites. Notons à propos de cette figure, comme de la précédente, que dans ce type de distribution, la plupart des expériences ne mesurent qu'une moitié de la distribution (du côté des rapidités positives pour des raisons expérimentales), et déduisent l'autre par réflexion du fait que le système est symétrique.

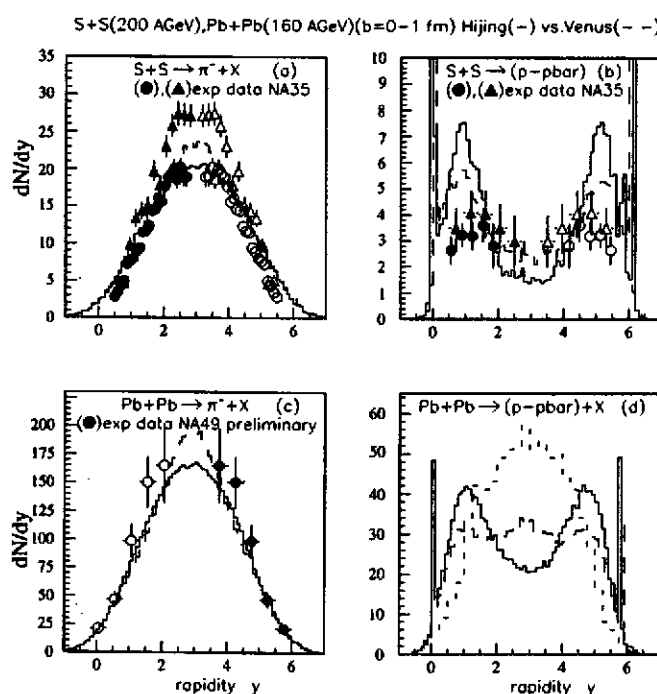


Figure 8 : Distribution en rapidité des pions (à gauche) et des protons (à droite) obtenue en collision S-S par NA35 (en haut) et en collision Pb-Pb par l'expérience NA49 (en bas). Ces données peuvent être comparées aux prédictions des modèles Hijing (trait plein), Venus (tirets longs) et RQMD (tirets courts) ¹³⁾.

La distribution des protons en collisions Pb-Pb serait évidemment d'une grande importance pour la comparaison aux modèles, mais elle n'a pas encore été publiée (à ma connaissance et au moment où j'écris ces lignes...), à l'exception d'un résultat très préliminaire de la collaboration NA44 montrant deux points ¹⁴⁾ exactement à mi-chemin entre Venus et RQMD (Relativistic Quantum Molecular Dynamics).

Un autre élément intéressant qui peut-être tiré des distributions de particules produites est l'existence du flot, récemment observé par l'expérience E877 à l'AGS ¹⁵⁾. Ce phénomène a été largement décrit à plus basse énergie, et donne des renseignements sur la compressibilité de la matière nucléaire ¹⁶⁾.

VI - LE DÉCONFINEMENT ET LES RÉSONANCES DE SAVEURS LOURDES

En 1986, il a été prédit que la présence d'un milieu dense et déconfiné doit interdire la formation des résonances de saveurs lourdes ¹⁷⁾ telles que la résonance J/ψ (état fondamental du charmonium $c-\bar{c}$). Qualitativement, on peut comprendre cette prédiction de la façon suivante. Le potentiel $c-\bar{c}$ peut être supposé non relativiste :

$$V(r) = \sigma r - \alpha/r$$

où σ représente la tension de corde, et α correspond à la partie coulombienne du potentiel inter-quarks. Si l'environnement est déconfiné, donc pour une température supérieure à la température critique T_C , la tension de corde disparaît, et le terme coulombien est écranté par la grande densité des charges de couleur présentes dans le milieu :

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

où le paramètre R_D (rayon de Debye) est une fonction de la température. Cet effet est analogue à l'effet d'écran connu en électrodynamique, à ceci près qu'il s'agit ici d'un "effet d'écran de couleur". Quand la température augmente, R_D décroît, et la liaison $c-\bar{c}$ devient impossible. Les quarks c et \bar{c} apparaissent alors associés à d'autres saveurs telles que u et d , très abondantes dans le milieu, conduisant à la production de charme ouvert. Pour le J/ψ , la valeur critique de R_D est 0.3 fm, et la température correspondante ¹⁸⁾ est environ $1.2 T_C$. Quant au ψ' (état excité), son rayon supérieur lui interdit de se former au delà de T_C . Dans ce modèle simple⁴, un effet supplémentaire est attendu en fonction de l'impulsion transverse de la résonance, du fait que la paire $c-\bar{c}$ n'est supposée atteindre le rayon nécessaire à la formation du J/ψ qu'au bout d'un temps moyen τ_f appelé "temps de formation" estimé à 1 fm/c environ. La résonance pourra donc se former ou non, suivant qu'elle atteint cet instant à l'extérieur ou à l'intérieur de la zone déconfinée, ce qui dépend de son impulsion transverse, comme on peut le voir sur la figure 9.

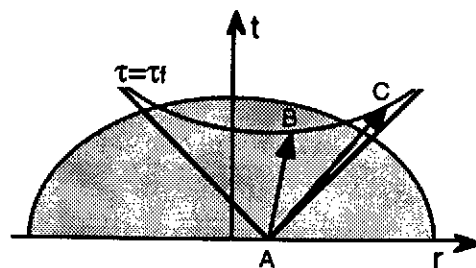


Figure 9 : Illustration de la dépendance en impulsion transverse de la suppression du J/ψ . Parmi les paires $c-\bar{c}$ (créées en un point A), seules celle de faible P_t (en B) atteignent le temps de formation τ_f à l'intérieur du plasma (zone grise), alors que les J/ψ de grand P_t (en C) ne sont pas supprimés.

⁴Le même raisonnement est valable pour les états Υ ($b-\bar{b}$), à ceci près que la température nécessaire pour supprimer l' Υ est élevée (environ $2T_C$), et que seuls les états Υ' et Υ'' sont supprimés à partir de T_C .

Cet effet doit naturellement être intégré sur toutes les positions possibles du point "A". De plus, d'après le figure 9, on peut remarquer que les points de type "B" n'existent que si la durée de vie du plasma est supérieure au temps propre de formation du J/ψ .

Du point de vue expérimental, la production du J/ψ et du ψ' a été mesurée par l'expérience NA38 au CERN grâce à leur mode de désintégration en paire de muons. Comme prévu par les modèles de plasma, une suppression de la production du J/ψ est observée ¹⁹⁾ entre les collisions proton-noyau et les collisions noyau-noyau telles que O-U et S-U. Cette suppression est plus importante pour les interactions noyau-noyau centrales, et dépend de l'impulsion transverse ²⁰⁾ P_t . Ce résultat est présenté sur la figure 10 montrant la production du J/ψ rapportée au "continuum de masse" (essentiellement constitué de paires de muons issues du processus de Drell-Yan, qui est un processus dur, supposé non affecté par l'éventuelle formation du plasma), et l'accroissement des deux premiers moments (valeur moyenne et valeur carrée moyenne) de la distribution en P_t du J/ψ , dû au fait que la suppression intervient principalement à petite impulsion transverse.

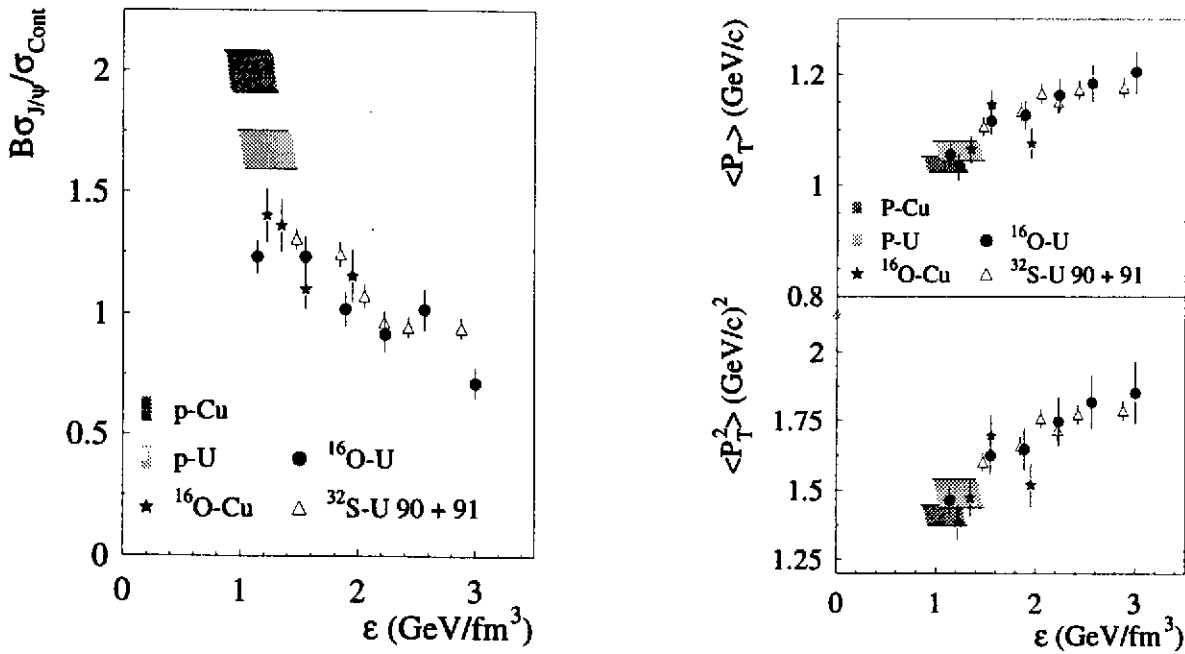


Figure 10 : Production du J/ψ rapportée à la production de paires de muons du continuum de masse (à gauche), et moments de la distribution en P_t du J/ψ (à droite), en fonction de la densité d'énergie atteinte dans les collisions.

Cependant, ce résultat peut également être interprété sans intervention du plasma. En effet, la longueur L de matière hadronique traversée par le J/ψ avant sa désintégration augmente lorsque le paramètre d'impact de la réaction diminue. Sa probabilité d'absorption dans cette matière (pas forcément déconfinée) croît donc avec la centralité de la collision et la taille du noyau cible, ce qui peut rendre compte de la suppression

observée ²¹⁾. La section efficace d'absorption correspondante (6 à 7 mb) est néanmoins beaucoup plus élevée que les valeurs obtenues par les calculs théoriques et mesurées en photoproduction ²²⁾ (2.5 à 3 mb), et nous y reviendrons dans la suite de ce chapitre. Dans cette approche, un effet supplémentaire serait responsable de l'augmentation des valeurs moyennes de P_t : la diffusion des gluons dans la voie d'entrée ²³⁾. La paire $c-\bar{c}$ donnant naissance au J/ψ est en effet formée par la fusion de deux gluons, qui doivent également traverser une certaine épaisseur de matière nucléaire avant d'interagir, et peuvent ainsi acquérir de l'impulsion transverse par collision avec les nucléons du milieu. Cette épaisseur est équivalente à la longueur moyenne de matière traversée par le J/ψ après sa formation, et croît de la même façon avec la centralité et la taille des noyaux en collision.

L'une des façons de trancher entre ces deux interprétations pourrait être de les comparer au résultat obtenu pour le ψ' . La suppression de ce dernier s'avère en effet plus importante ²⁴⁾ que celle du J/ψ dans les collisions noyau-noyau, alors que le rapport $(\psi')/(J/\psi)$ est plat en fonction de la taille de la cible dans les interactions proton-noyau, ce qui signifie que le ψ' et le J/ψ ont la même section efficace d'absorption dans la matière nucléaire. Ce résultat plaide en faveur de l'apparition d'un phénomène nouveau avec les faisceaux d'ions, comme on peut le voir sur la figure 11, représentant le rapport $(\psi')/(J/\psi)$ en fonction de la longueur L de matière traversée, pour les interactions p-noyau et S-U à différents paramètres d'impact.

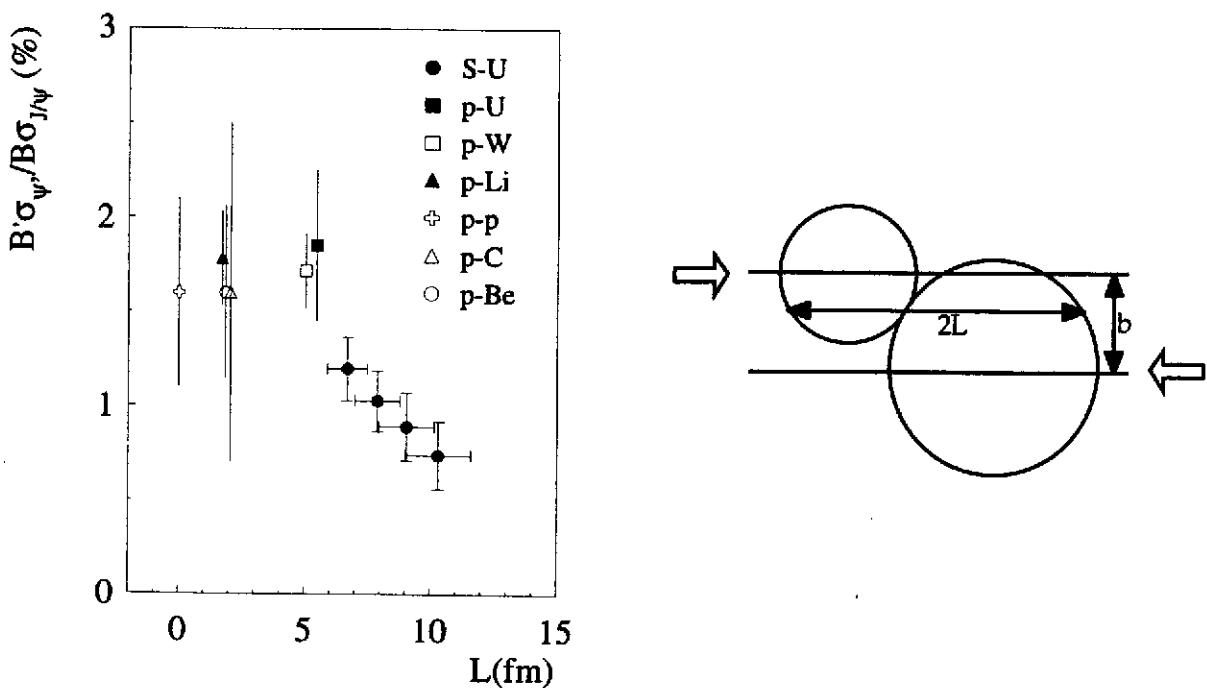


Figure 11 : Rapport $(\psi')/(J/\psi)$ (à gauche), mesuré par NA38 en S-U pour différents paramètres d'impact, et comparé au même rapport obtenu en collisions proton-noyau (certains points proviennent d'autres expériences), en fonction de l'épaisseur moyenne L de matière traversée (à droite).

La situation s'est encore compliquée, depuis la publication d'un article théorique ²⁵⁾ interprétant la suppression du J/ψ par l'absorption d'un état intermédiaire $c-\bar{c}$ -gluon (sorte de J/ψ préformé) dans une matière hadronique non déconfinée (ce qui permettrait d'expliquer la grande section efficace d'absorption mesurée). En tout état de cause, il semble nécessaire d'attendre les résultats obtenus avec les faisceaux de plomb, qui devraient permettre d'atteindre une densité locale d'énergie, et surtout un volume de réaction beaucoup plus favorables à la transition de phase.

VII - L'ÉQUILIBRE CHIMIQUE ET LA PRODUCTION D'ÉTRANGETÉ

L'augmentation de la production d'étrangeté a été proposée ²⁶⁾ comme signature de la formation d'un plasma de quarks-gluons dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes. Qualitativement, lorsque la température atteint l'ordre de grandeur de la masse du quark étrange, (150 à 200 MeV), la production de paires $s\bar{s}$ (principalement par interactions gluon-gluon, mais aussi par annihilation de paires $u\bar{u}$ ou $d\bar{d}$) conduit à l'équilibre chimique ²⁷⁾ dans lequel les densités des trois saveurs légères sont équivalentes ($\rho_u \sim \rho_d \sim \rho_s$). La production d'étrangeté a fait l'objet de nombreuses études, tant à l'AGS qu'au SPS, et de nombreux résultats montrant une augmentation de cette production dans les collisions noyau-noyau ont été publiés ces dernières années par les collaborations qui travaillent sur ce sujet. A titre d'illustration, la figure 12 présente les données de l'expérience E802/E866 ¹¹⁾ montrant la production relative K^+/π^+ pour différentes collisions auprès de l'AGS.

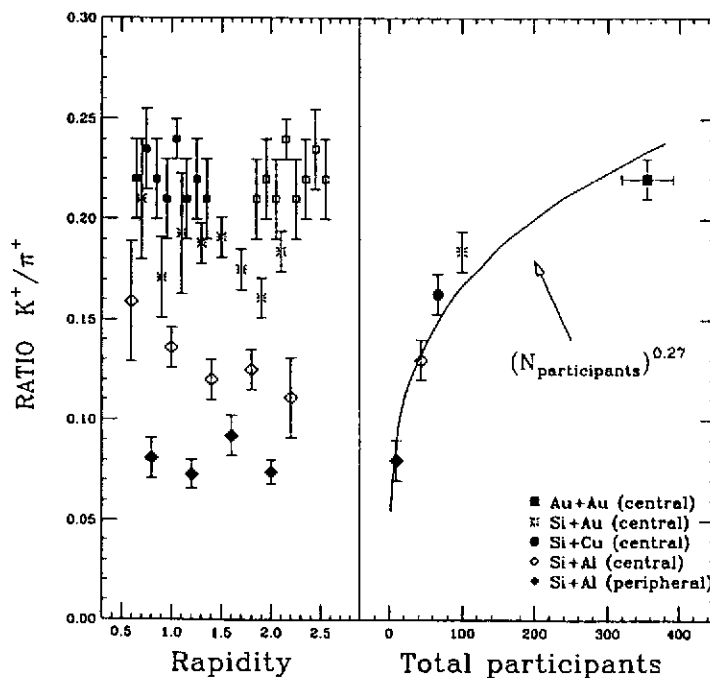


Figure 12 : Rapport K^+/π^+ , mesuré dans différentes collisions Si-noyau et Au-Au, en fonction de la rapidité (à gauche) et du nombre de nucléons participants (à droite).

Une augmentation comparable de la production d'étrangeté est également observée par l'étude des dileptons, grâce à la désintégration du méson ϕ (état $s\bar{s}$) en une paire de muons. La figure 13 montre la croissance ²⁹⁾ du rapport $\phi/(\rho+\omega)$ des collisions p-W aux collisions S-U observée par l'expérience NA38. Le même effet a également été mesuré par la collaboration HELIOS-3 ³⁰⁾.

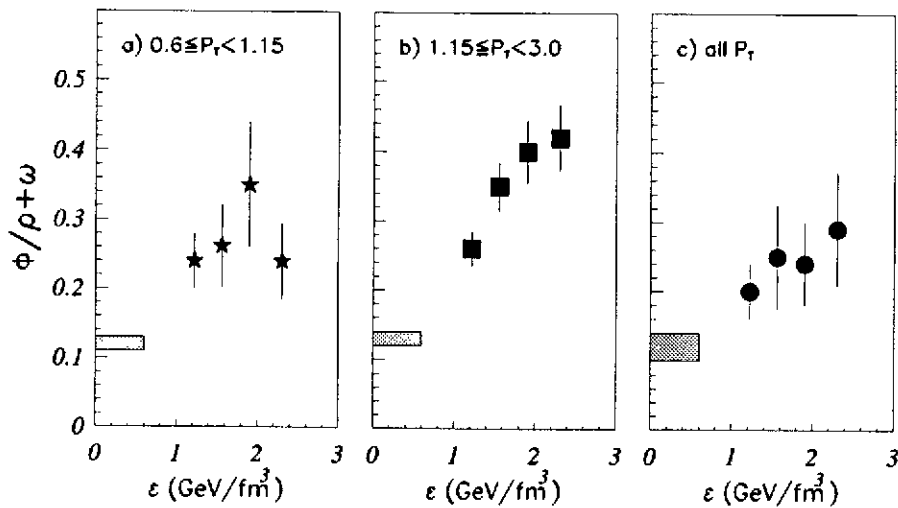


Figure 13 : Production du méson ϕ (relative à celle des méson ρ et ω) en fonction de la densité d'énergie ϵ atteinte dans les collisions p-W (zone grise) et les interactions S-U à différents paramètres d'impact (points), pour différentes conditions d'impulsion transverse P_t .

Cependant, ces divers signaux semblent pouvoir être compris actuellement sans l'intervention du plasma, grâce à l'étrangeté produite par les interactions secondaires des nombreuses particules créées dans les collisions noyau-noyau les plus centrales ³¹⁾, dont les différents codes utilisés peuvent d'ailleurs rendre compte. Il n'en est pas de même de la production des particules multi-étranges, dont l'augmentation semble moins bien comprise pour l'instant hors des modèles faisant intervenir la formation du plasma ³¹⁾, bien que ceci soit contesté ³²⁾. Ce résultat est illustré par la figure 14, montrant les rapports de production des particules K_s^0 , Λ (contenant un quark s de valence) et Ξ (contenant deux quarks s), normalisée à la production totale de hadrons négatifs, entre les interactions p-W et S-W. Ces points ³³⁾, mesurés par la collaboration WA85 montrent une augmentation plus importante de la production des particules contenant plusieurs quarks étranges. La valeur correspondante pour la particule Ω (état sss) n'a pas encore été publiée de façon définitive, mais serait encore plus élevée ³³⁾ que celle des Ξ . Cette valeur permettra de contraindre encore un peu plus les modèles, et l'évolution de ces rapports en collisions Pb-Pb sera l'un des résultats attendus avec le plus d'impatience ! Parmi les expériences étudiant les collisions de faisceaux de plomb au CERN, deux collaborations disposent des détecteurs de traces nécessaires à ces mesures, et ont déjà présenté les bonnes performances de l'identification des particules à laquelle elles parviennent ^{12,33)}.

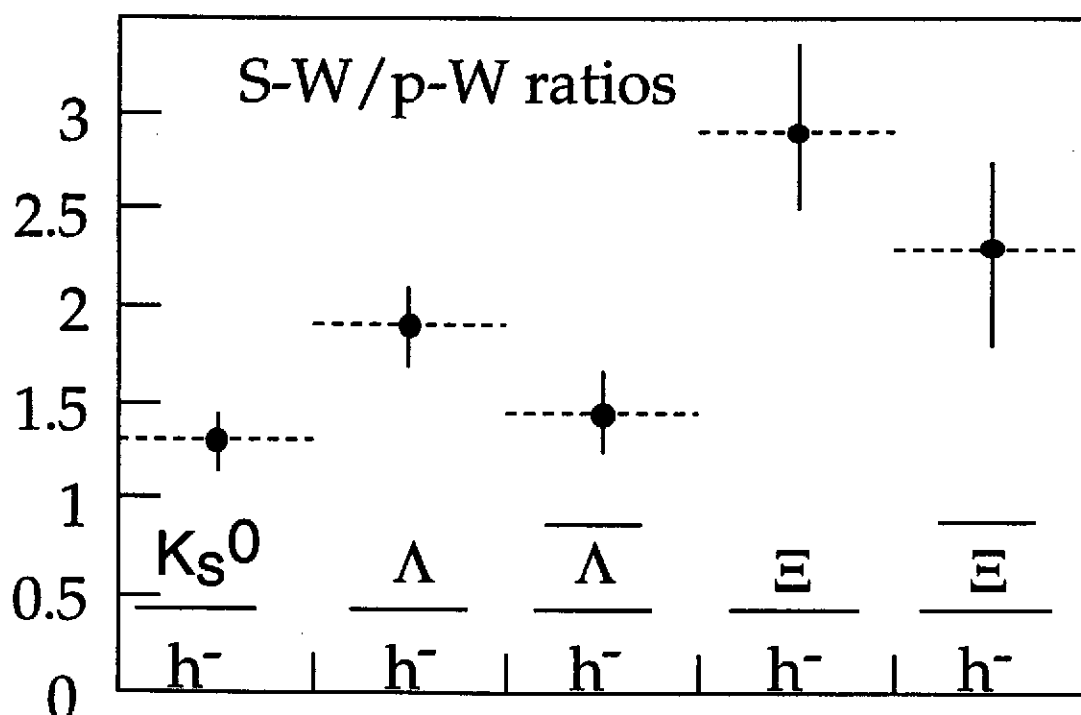


Figure 14 : Rapports de production K_S^0/h^- , Λ/h^- et Ξ/h^- (h^- représentant la production de hadrons négatifs) mesurés en collisions S-W et divisés par les mêmes rapports obtenus en p-W par la collaboration WA85 ³³⁾.

VIII - LA THERMALISATION

De toutes les signatures de la formation du plasma de quarks-gluons, l'émission de photons ou de dileptons thermiques ³⁴⁾ pourrait être la plus pure. En effet, ces signaux, ne subissant pas les interactions fortes, ils ne doivent pas être affectés par l'évolution de la matière hadronique dense et chaude. Cependant, cette signature reste ambiguë car elle ne permet pas forcément de distinguer une phase déconfinée d'un gaz chaud de hadrons ³⁵⁾, et les bruits de fond importants (dus aux désintégrations des nombreux pions créés lors des collisions) rendent sa détection extrêmement difficile.

VIII - A - Les photons directs

La situation expérimentale concernant les photons directs n'est pas claire actuellement. En effet, la collaboration WA80 a exposé récemment un résultat montrant un léger excès de photons dans les collisions centrales S-Au ³⁶⁾, alors que l'expérience NA45 n'observe pas un tel excès. Ce résultat est illustré par la figure 15, qui représente le spectre en impulsion transverse des photons détectés dans les interactions S-Au par NA45, comparé au spectre simulé résultant de la désintégration des hadrons chargés et au spectre mesuré par WA80 ³⁷⁾.

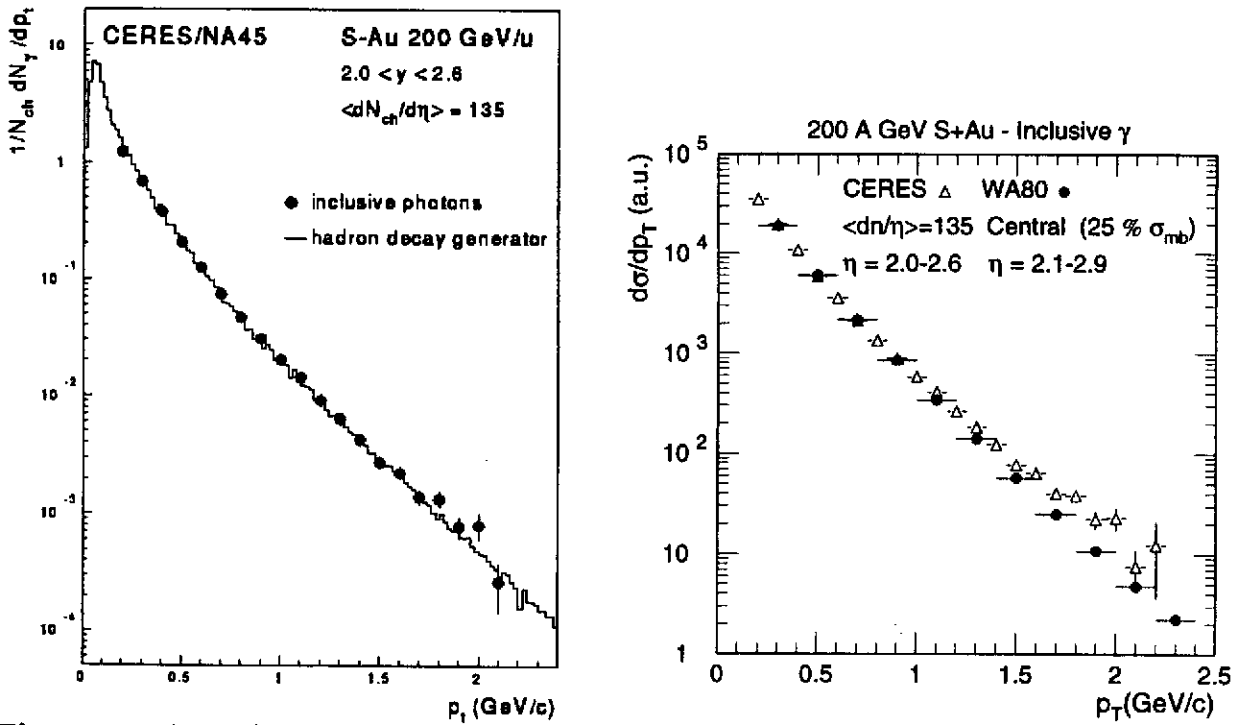


Figure 15 : Distribution en impulsion transverse des photons mesurée par NA45, comparée à la simulation des photons provenant de la désintégration des hadrons produits (à gauche), et au résultat obtenu par la collaboration WA80 (à droite).

La collaboration NA38 conclut également à l'absence de photons directs ³⁸⁾ dans la limite de 3%, comme le montre la figure 16, qui représente l'excès de signal électromagnétique détecté en corrélation avec les dimuons provenant du méson ϕ (supposé être associé aux événements de type "plasma") par rapport au signal détecté en association avec le J/ψ (supposé être anticorrélé au plasma), en fonction de la centralité des collisions S-U.

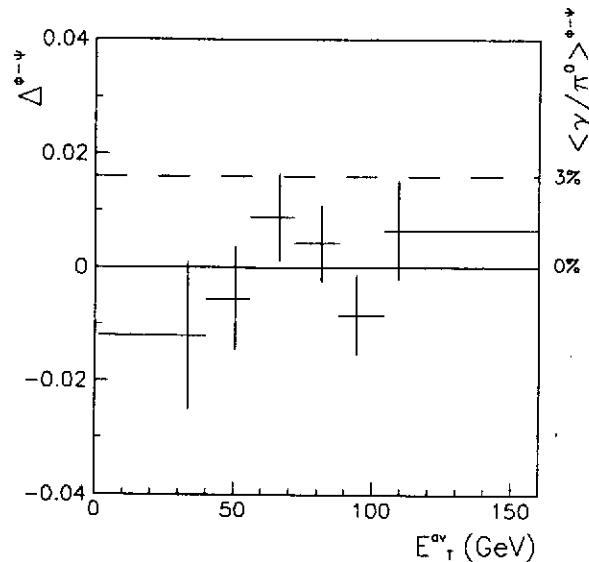


Figure 16 : Excès relatif d'énergie neutre par rapport aux photons provenant des π^0 , en fonction de la centralité des collisions S-U. Cet excès, s'il existe, est inférieur à 3% ³⁸⁾ (voir texte pour les détails).

En ce qui concerne les collisions Pb-Pb, les seuls résultats présentés pour le moment montrent les bonnes performances du spectromètre à photons de l'expérience WA98, et portent sur une trop petite partie de la statistique acquise par cette expérience pour permettre d'en tirer une conclusion ³⁹⁾.

VIII - B - Les dileptons thermiques

Les photons thermiques rayonnés par le plasma peuvent également être virtuels. Ils se matérialisent alors en une paire de leptons (e^+e^- ou $\mu^+\mu^-$) appelés "dileptons thermiques". Les trois expériences détectant ces dileptons au CERN sont NA34 et NA38 pour ce qui concerne les dimuons, et NA45 pour les diélectrons. Leur détection est délicate car les sources de dileptons sont nombreuses, comme on peut le voir sur le spectre de masse invariante des dimuons détectés par l'expérience NA34-1 dans les collisions p-Be (figure 17). Ce spectre est bien reproduit par la superposition de toutes les sources connues, dont la plus importante est la contribution des désintégrations de hadrons (principalement de π et de K), dominante jusqu'à une masse d'environ 3 GeV/c² (le spectre présenté ne va que jusqu'à 1.5 GeV/c²).

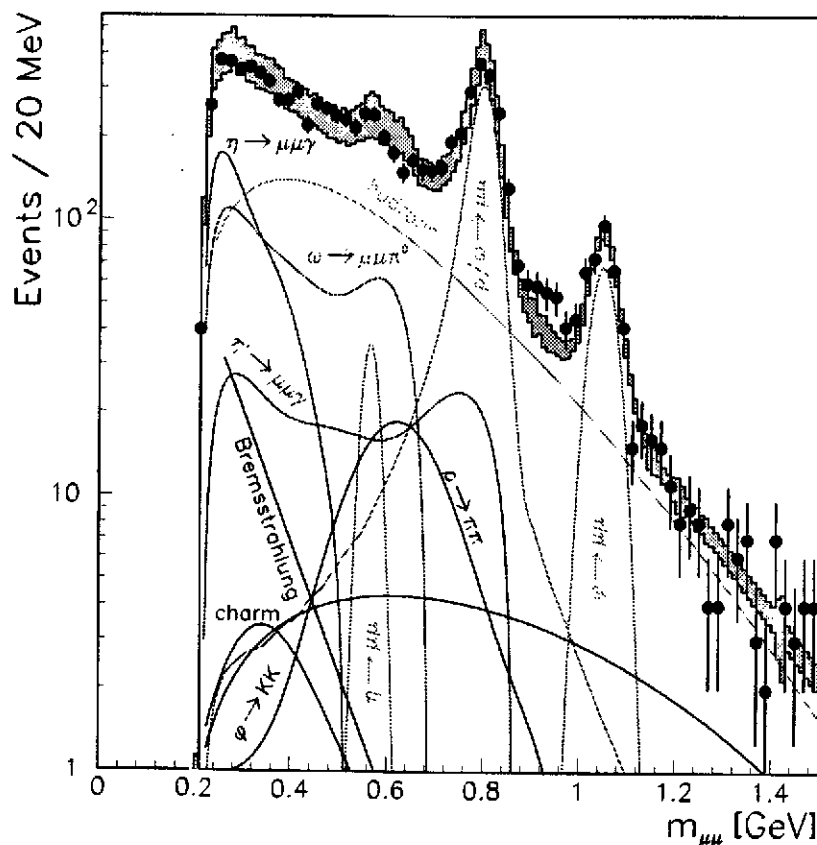


Figure 17 : Spectre de masse invariante des dimuons détectés par l'expérience NA34-1 dans les collisions p-Be. Cette figure surnommée "cocktail plot" montre la bonne compréhension de la production de dimuons par la superposition de toutes les sources connues.

Cependant, ce même spectre obtenu en collisions noyau-noyau présente des différences importantes, illustrées par la figure 18, représentant les résultats de l'expérience NA34-3 en collisions p-W et S-W, rapportés au nombre total de particules chargées qui sert de référence (le bruit de fond dû aux désintégrations de π et de K est soustrait dans ces spectres). L'augmentation de la production du méson ϕ et la suppression de celle du J/ψ sont nettement visibles sur cette figure, mais un excès de dimuons est également observé dans deux régions de masse : la région des "basses masses" (L.M.), et celle des "masses intermédiaires" (I.M.).

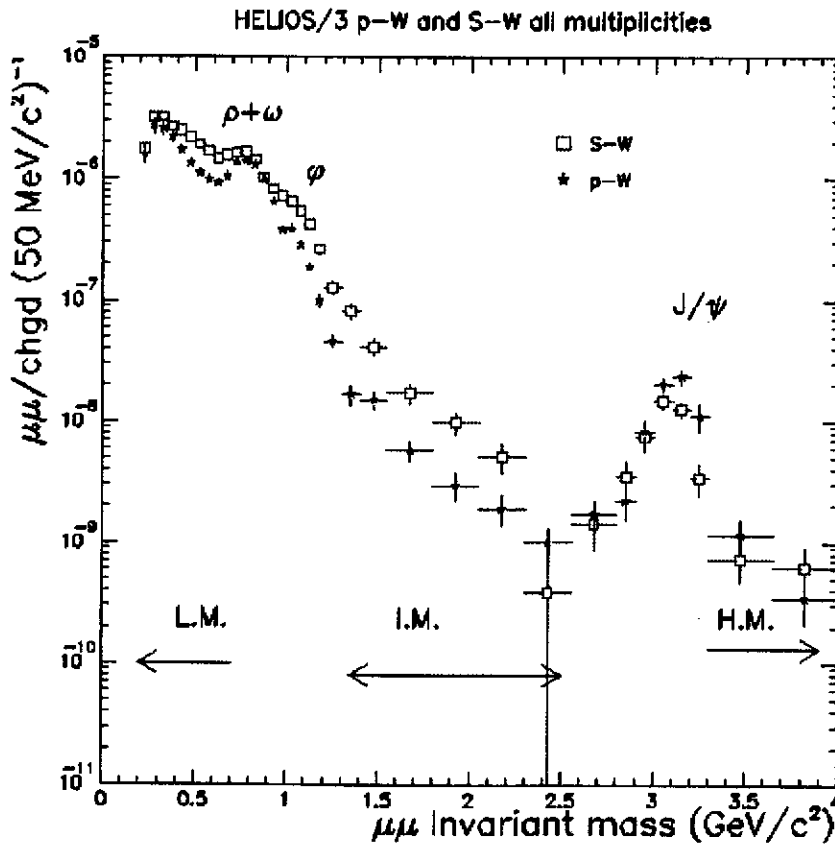


Figure 18 : Spectre de masse invariante des dimuons détectés par l'expérience NA34-3 dans les collisions p-W et S-W. En plus de l'augmentation de la production du ϕ et de la suppression de celle du J/ψ , un excès de dimuons est nettement visible pour les deux régions de masse L.M. et I.M.

Cet excès, observé ⁴⁰⁾ par les deux expériences NA34-3 et NA38, a pu être quantifié par une analyse détaillée de la région des masses intermédiaires. Le bruit de fond $\mu^+\mu^-$ dû aux désintégrations de π et de K est estimé à partir des paires $\mu^+\mu^+$ et $\mu^-\mu^-$ détectées, et les deux principales sources de signal (hormis les résonances), qui sont les paires provenant du mécanisme de Drell-Yan et de la désintégration semi-leptonique des mésons D et \bar{D} , sont simulées par le générateur Pythia et des fonctions de structure standard (Duke-Owens pour NA34-3 et GRV LO pour NA38) ⁴¹⁾. Après s'être assuré qu'une telle simulation reproduit correctement les résultats proton-noyaux (il existe entre la simulation et les

données un facteur de normalisation absolue appelé "facteur K", de l'ordre de 2, qui est ajusté sur les données p-noyau), la prédiction du générateur est extrapolée aux données S-noyau. Cette extrapolation est possible car la section efficace du mécanisme de Drell-Yan croît linéairement avec le produit AB des masses atomiques du projectile et de la cible. La croissance de la contribution du charme est également supposée linéaire, hypothèse fondée sur les mesures de l'expérience E769 ⁴²⁾ donnant $\sigma(D^0+D^+) \propto A^\alpha$ avec $\alpha = 1.00 \pm 0.05$. Les données mesurées en faisceau de soufre sont alors comparées au signal attendu d'après l'extrapolation des données obtenues avec les protons. Le résultat de cette comparaison se trouve sur la figure 19, pour différentes zones de centralité. La dépendance de cet excès vis-à-vis du paramètre d'impact n'est pas claire, mais il faut tenir compte du fait que les deux expériences ne travaillent pas tout à fait dans le même intervalle de rapidité. Cet excès a été interprété comme l'émission de dimuons thermiques par le plasma ⁴³⁾, mais il pourrait également correspondre à une augmentation (soit absolue, soit dans l'acceptance des expériences) de la production de charme ouvert (d'un facteur deux environ), car son spectre en masse est semblable à celui des paires provenant des désintégrations de D et \bar{D} .

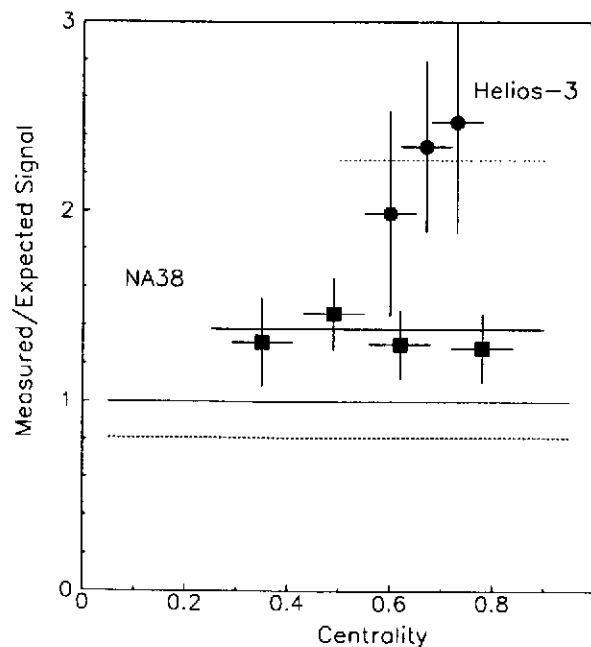


Figure 19 : Comparaison de l'excès de dimuons mesuré dans l'intervalle de masse ($1.5 < M_{\mu\mu} < 2.5 \text{ GeV}/c^2$), par les expériences NA34-3 et NA38, en fonction de la centralité ($1-b/b_{\text{max}}$) (voir texte).

Un excès similaire est également observé à basse masse dans les spectres des dimuons (NA34-3) et des diélectrons (NA45). A titre d'exemple, la figure 20 montre la comparaison des spectres de masse mesurés dans les interactions p-Be, p-Au et S-Au par l'expérience NA45 ³⁷⁾.

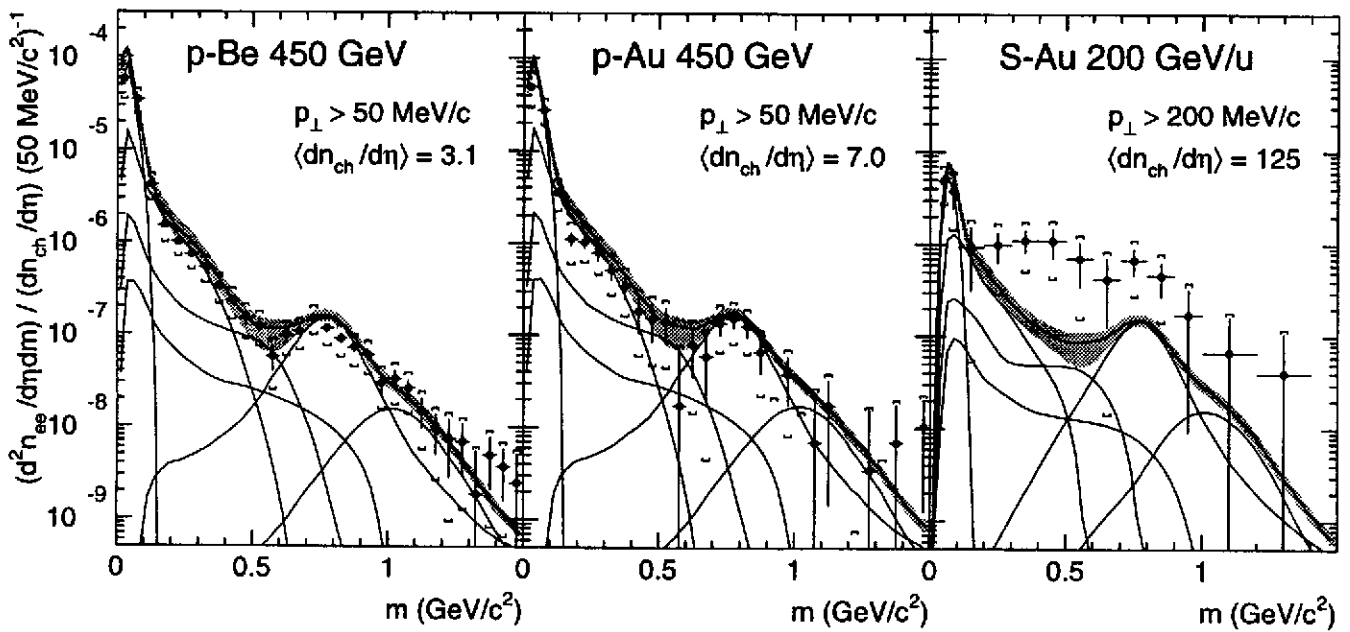


Figure 20 : Comparaison des spectres de diélectrons mesurés par l'expérience NA45 en collisions p-Be, p-Au et S-Au. Les zones grises représentent le signal attendu ³⁷⁾.

Ici encore, la situation expérimentale n'est pas suffisamment claire pour qu'une conclusion définitive puisse être tirée. En effet, l'excès observé à masse intermédiaire pourrait correspondre à des dimuons thermiques, mais aussi à une variation inattendue de la distribution du charme. Signalons que l'excès de dimuons observé par NA34-3 montre un spectre continu de la région des basses masses à celle des masses intermédiaires ⁴⁰⁾. De même, l'excès de diélectrons vu par NA45 pourrait correspondre à des annihilations $\pi^+\pi^-$ ³⁷⁾.

IX - LA RESTAURATION DE LA SYMÉTRIE CHIRALE

Des variations de la masse et de la largeur des certaines résonances (ρ , ω , ϕ , etc ...) ont été proposées comme signatures de la restauration de la symétrie chirale ⁴⁴⁾. Très récemment, un léger décalage de la masse du ϕ a été présenté ⁴⁵⁾ par la collaboration E859 pour les collisions Si-Au centrales. Ce résultat, présenté sur la figure 21, montre que la masse ajustée du méson ϕ dans les spectres K^+K^- décroît d'environ 3% pour les collisions les plus centrales. Il doit cependant être pris avec la plus grande précaution quant à son interprétation. En effet, les auteurs déclarent : "[...] Aucune des erreurs systématiques étudiées à ce jour ne permet de rendre compte d'un tel effet. Cependant, nous allons continuer d'étudier ce résultat en supposant qu'il s'agit d'un biais expérimental [...]". Ce décalage, très inférieur à celui prédit par certains auteurs ⁴⁴⁾, est cependant extrêmement difficile à observer, du fait qu'il requiert une résolution en masse inaccessible à la plupart des expériences.

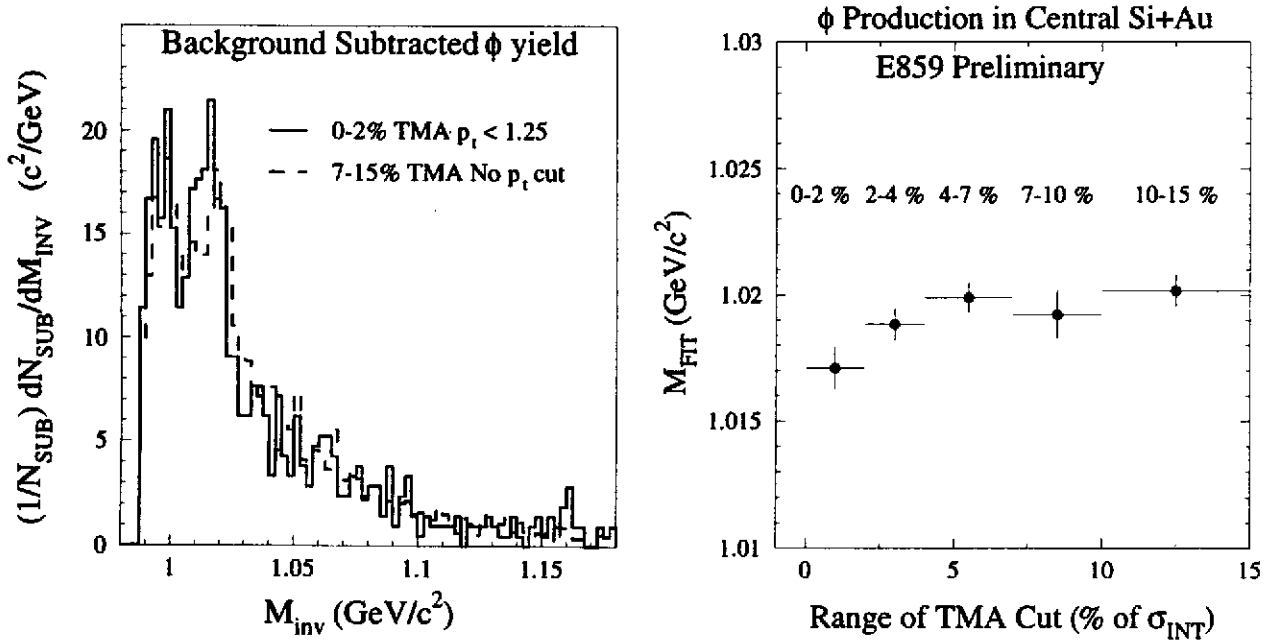


Figure 22 : Spectre de masse invariante des paires K^+K^- pour deux intervalles de centralité des collisions Si-Au (à gauche), et variation de la masse mesurée du méson ϕ en fonction de la centralité (à droite). Dans ces données de l'expérience E859, la variable "range of TMA cut" représente le paramètre d'impact : (0-2%) = très central ; (7-15%) moins central ⁴⁵⁾.

X - L'INTERFÉROMÉTRIE

Les mesures d'interférométrie permettent en principe de déduire la taille d'un objet émetteur de la mesure des impulsions des particules émises, sous réserve que ces dernières soient décorréliées à l'émission. Cette méthode, dite Hanbury-Brown-Twiss ⁸⁾, a été utilisée à l'origine pour calculer le diamètre des étoiles par détection simultanée de deux photons dans deux détecteurs séparés par une certaine distance. Cette technique a été largement appliquée depuis en physique des particules, et l'est maintenant dans le domaine des ions lourds ultrarelativistes, bien que l'hypothèse de non-corrélation à l'émission soit dans ces deux cas beaucoup plus sujette à caution. Ces mesures ne fournissent pas à proprement parler une signature de la formation du plasma, car la nature de l'objet émetteur reste à déterminer, mais donnent cependant des indications sur le volume de réaction et sur son évolution, qui peuvent être comparés aux différents modèles. Je ne montrerai dans ce chapitre que quelques exemples, parmi les résultats récents qui ont été exposés par les différentes collaborations travaillant sur ce sujet.

Le principe de cette mesure est le suivant : la fonction de corrélation, généralement notée C_2 , qui peut être vue comme la transformée de Fourier de la distribution des particules dans la source émettrice, est calculée par le rapport de la probabilité d'émission de deux

particules, au produit des deux probabilités simples (calculé en considérant des particules provenant de deux événements distincts). Cette fonction des impulsions "q" des particules est ajustée par une forme gaussienne à une ou plusieurs dimensions, l'ajustement à une dimension correspondant à l'hypothèse d'une source sphérique. Dans le cas de plusieurs dimensions, on peut considérer la taille longitudinale de la source R_{long} , et sa taille transverse R_t . Si la statistique le permet, la dimension transverse R_t peut encore être décomposée en coordonnée R_t^{out} , le long de la ligne de visée (c'est à dire le long de la somme des deux impulsions transverses des particules), et en coordonnée R_t^{side} , perpendiculaire à la précédente. L'ajustement s'écrit donc, dans le cas général :

$$C_2 = 1 + \lambda e^{-\sum R^2 q^2}$$

où λ (paramètre de chaotité) reflète l'importance de la corrélation. De plus, la décomposition à trois dimensions permet d'accéder à la durée de vie $\Delta\tau$ de la source par la différence entre les composantes R_t^{out} et R_t^{side} :

$$R_{t^{out}}^2 = R_{t^{side}}^2 + (\beta\Delta\tau)^2$$

où β est la vélocité de la paire.

Pour comparer entre eux les résultats de deux expériences, ou pour en déduire une information physique, il est important de prendre garde aux différents "pièges" dissimulés dans ce type d'analyse ⁴⁶⁾ :

- Les différentes expériences ne mesurent pas la taille de la source dans le même intervalle de rapidité, l'idéal étant d'avoir différents intervalles contigus pour une même expérience, qui donne alors une sorte de "profil" des événements.
- Certaines collaborations introduisent un facteur 1/2 dans l'exposant de l'ajustement, ce qui conduit à des valeurs de R supérieures d'un facteur $\sqrt{2}$. C'est le cas des expériences WA80/WA98 et NA35/NA49.
- Le rayon moyen (rms) à une dimension est équivalent à la racine carrée de la somme des carrés des rayons à trois dimensions.
- Si l'on veut comparer les rayons obtenus à la taille du projectile, il faut convertir le rayon moyen en rayon d'une sphère dure, ce qui signifie que la valeur à comparer à $1.2 A^{1/3}$ est $\sqrt{3/5} R_t^{side}$.

Un exemple des valeurs obtenues est présenté dans le tableau 1. Il s'agit des résultats de l'expérience NA44, pour les pions et les kaons, concernant les interactions p-Pb et S-Pb.

Table 1 : Rayons mesurés par NA44 ⁴⁶⁾ par les corrélations π - π et K-K.

	R_{side}	R_{out}	R_{long}
S-Pb $\rightarrow \pi^+$	4.15 ± 0.20	4.02 ± 0.14	4.73 ± 0.26
p-Pb $\rightarrow \pi^+$	2.00 ± 0.25	1.92 ± 0.13	2.34 ± 0.36
S-Pb $\rightarrow K^+$	2.55 ± 0.20	2.77 ± 0.12	3.02 ± 0.20
p-Pb $\rightarrow K^+$	1.22 ± 0.76	1.53 ± 0.17	2.40 ± 0.30

La première tendance visible dans ce tableau est que les rayons obtenus par corrélations de kaons sont systématiquement inférieurs à ceux donnés par les pions. Cette différence, observée par toutes les expériences et bien reproduite par les calculs de RQMD ⁴⁷⁾, a été interprétée comme un découplage plus précoce des kaons, mais est probablement accentuée par le fait que la contribution des désintégrations de résonances est plus importante pour les pions (ceci se traduit également par un paramètre de chaotité plus faible pour ces derniers). L'autre caractéristique flagrante est l'augmentation systématique des rayons mesurés avec la taille du projectile, également en bon accord avec le modèle RQMD ⁴⁸⁾. Le rayon transverse, supérieur à la taille du projectile, indique une expansion du système avant le freeze-out. L'augmentation des rayons est également très visible avec la centralité de la réaction, comme le montrent les résultats obtenus par E802/E859/E866 ⁴⁵⁾ présentés sur la figure 23.

Radii vs. Projectile Participants

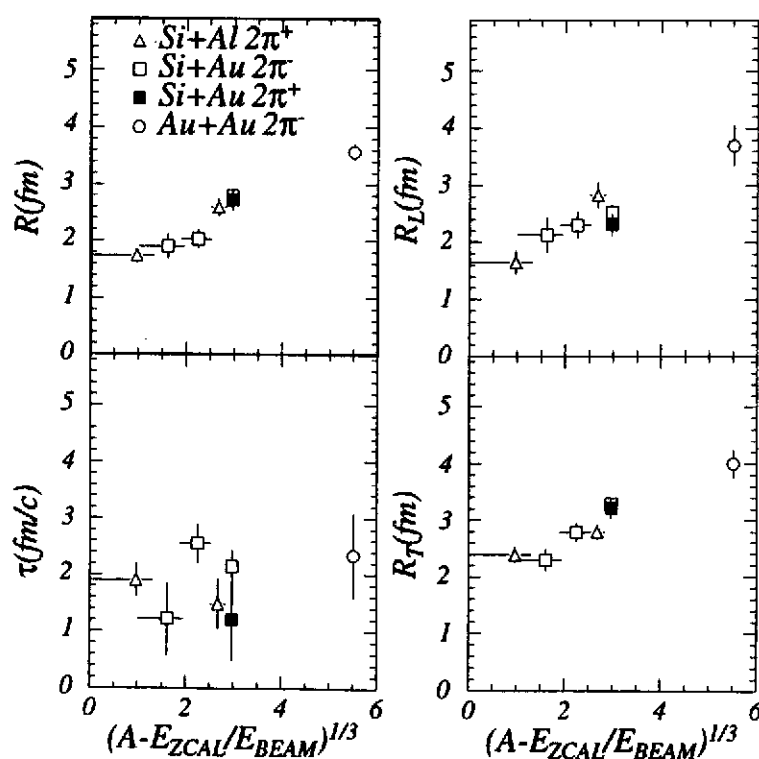


Figure 23 : Rayons obtenus dans différentes réactions à l'AGS, en fonction de la centralité de la collision (donnée par le nombre de nucléons participant à la réaction) ⁴⁵⁾. Il s'agit ici d'une analyse à deux dimensions (R, τ à gauche et R_{long}, R_{trans} à droite).

L'analyse des données d'interférométrie permet également de calculer un volume de la source au moment du freeze-out. Un exemple de ce type de résultat est illustré par les figures 24 et 25, qui montrent les résultats récemment exposés par la collaboration NA35/NA49. L'ajustement des fonctions de corrélation ^{12,49)} (du type de celles de la

figure 24) est utilisé pour calculer le volume de la source en collision Pb-Pb ⁵⁰). Ce dernier est comparé aux résultats obtenus avec les faisceaux de soufre, en fonction de la multiplicité des particules négatives produites dans les interactions (figure 25).

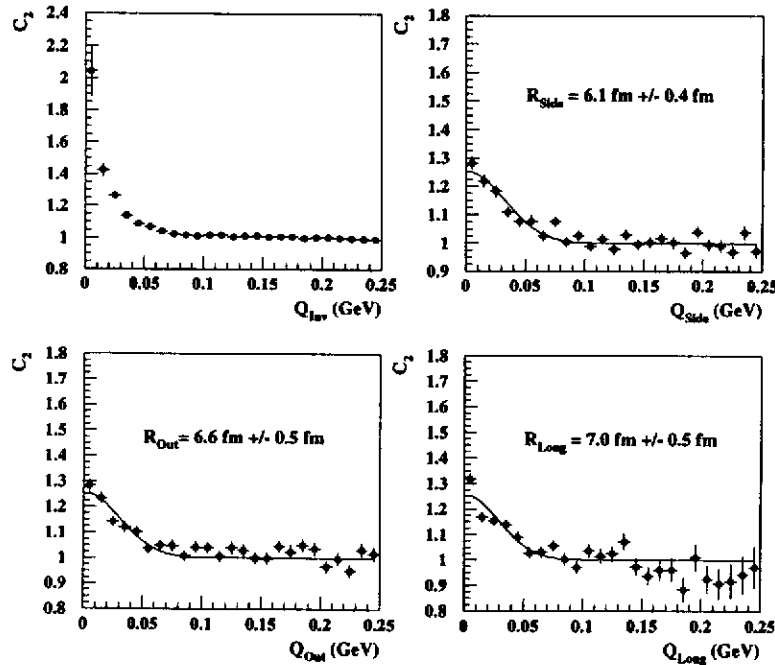


Figure 24 : Résultats préliminaires des données d'interférométrie de l'expérience NA49 en collisions Pb-Pb ⁴⁹).

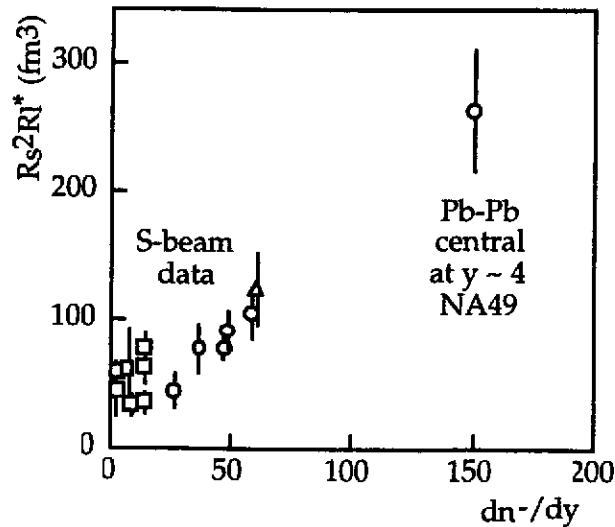


Figure 25 : Volume de la source émettrice calculé à l'aide des données de NA35 (faisceaux de soufre) et de NA49 (Pb-Pb), en fonction de la multiplicité des particules négatives ⁵⁰).

Si ces résultats d'interférométrie permettent une comparaison très poussée avec les différents codes disponibles actuellement, le problème majeur de ce type d'analyse est son interprétation en termes de nature du milieu émetteur. À titre d'exemple, on peut rapporter le nombre important de particules produites (probablement de l'ordre de 3000

dans les collisions Pb-Pb les plus centrales au SPS), au volume de quelques 250 fm³ mesuré par NA49. La densité de particules résultante est très élevée, mais ne correspond certainement pas à une phase de plasma, puisque le volume est précisément mesuré au temps où les particules cessent d'interagir !

L'analyse des distributions des particules produites est actuellement poussée plus loin, afin d'obtenir des renseignements sur la dynamique de la collision. En effet, si la source subit une expansion hydrodynamique dans une direction donnée, le rayon correspondant doit varier avec l'impulsion transverse k_t des particules ⁵¹⁾ selon la loi $R \propto 1/\sqrt{M_T}$, où la masse transverse M_T est définie par : $M_T = \sqrt{M^2 + k_t^2}$. La collaboration NA35/NA49 a étudié cette éventuelle expansion en ajustant les variations des rayons mesurés en fonction de k_t par la loi :

$$R \propto 1/M_T^\alpha$$

pour différents systèmes projectile-cible. Les valeurs correspondantes de α sont représentées sur la figure 26, qui montre qu'un régime d'expansion transverse est atteint pour les collisions Pb-Pb, alors que l'expansion longitudinale est déjà observée pour des systèmes plus légers ⁴⁹⁾.

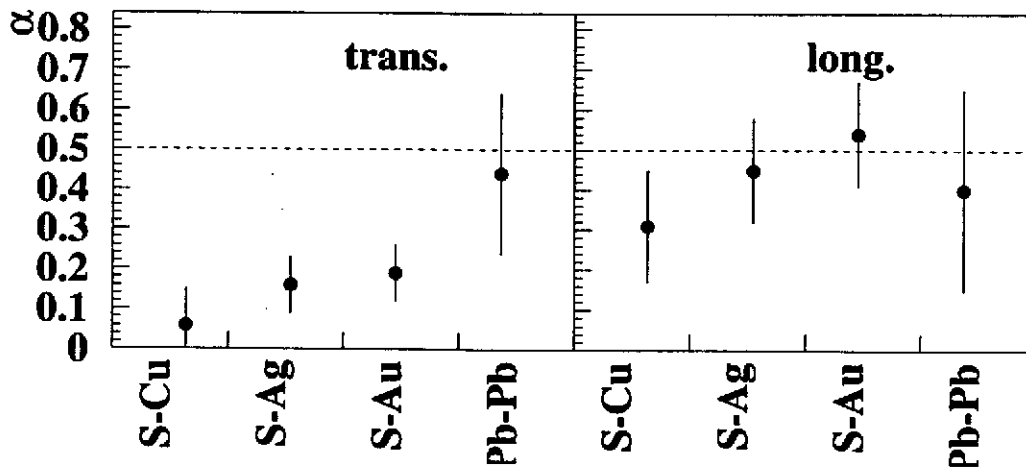


Figure 26 : Paramètre α (voir texte) montrant que l'expansion transverse est atteinte dans les collisions Pb-Pb. Ces données sont celles de l'expérience NA49 ⁴⁹⁾.

Cette tendance est également observée par l'expérience NA44 ^{46,52)}, qui a utilisé les distributions en masse transverse des particules pour déterminer la vitesse d'expansion. En effet, les modèles d'expansion hydrodynamique ⁵³⁾ prévoient une variation de la pente inverse T des spectres en M_T , avec la masse M , dépendant de la vitesse d'expansion β et de la température vraie T_0 (effet analogue à un décalage vers le bleu) selon la loi :

$$T = T_0 + \frac{1}{2}\beta^2 M$$

La figure 27 présente les distributions en M_T - M obtenues pour différents types de particules, en collisions S-Pb et Pb-Pb ⁵²⁾.

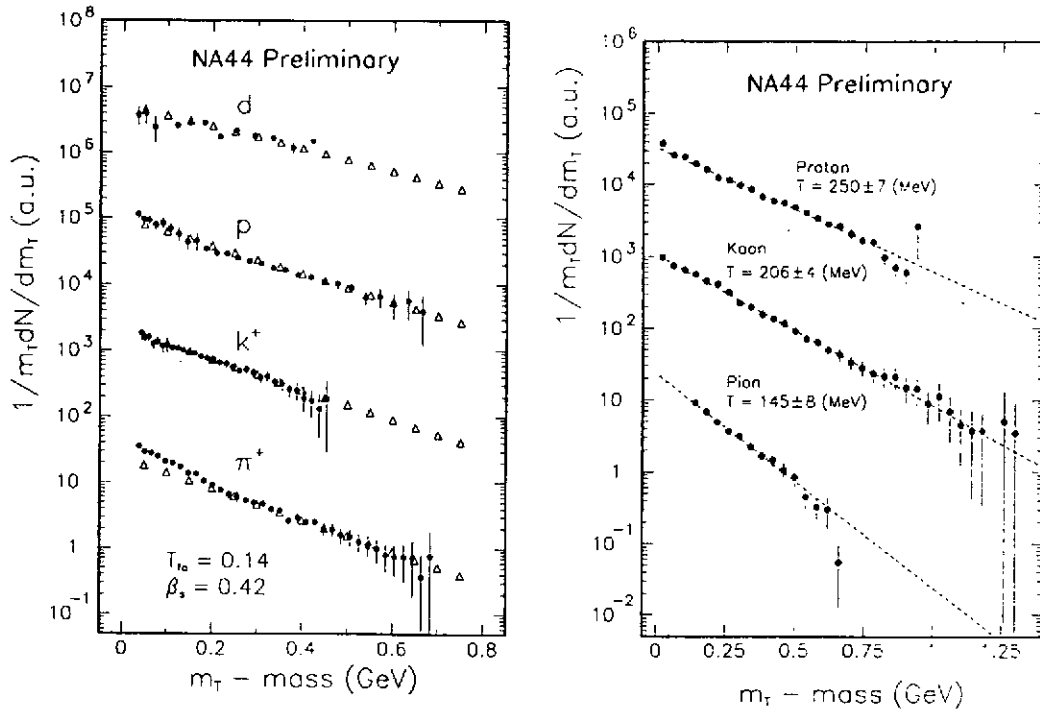


Figure 27 : Distributions de la variable $M_T - M$ des différentes particules détectées dans les collisions S-Pb (à gauche) et Pb-Pb (à droite) par l'expérience NA44 ⁵²). Les pentes inverses ou "températures" obtenues pour S-Pb sont 156 ± 8 MeV/c, 206 ± 6 MeV/c, 242 ± 3 MeV/c et 349 ± 47 MeV/c pour les pions, les kaons, les protons et les deutons respectivement.

Un ajustement des pentes obtenues en collisions S-Pb conduit aux valeurs $\beta = 0.45 \pm 0.04$ et $T_0 = 149 \pm 8$ MeV ⁵⁴), comme le montre la figure 28.

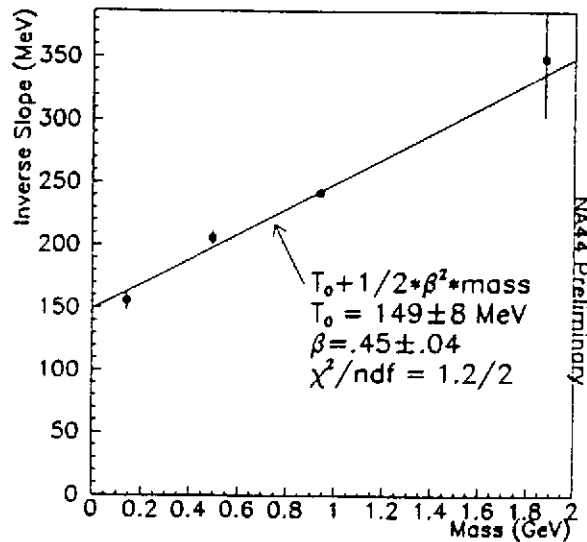


Figure 28 : Variation de la pente inverse des spectres en $M_T - M$ des différentes particules en fonction de leur masse, interprétée comme un décalage vers le bleu dû à l'expansion (S-Pb, NA44) ⁵⁴).

XI - LA RECHERCHE D'OBJETS EXOTIQUES

En 1984, il a été suggéré que la matière étrange, composée des trois saveurs de quarks u , d et s pourrait être stable sous forme de "gouttelettes" ⁵⁵⁾. La formation de tels objets appelés "étrangelets" ("strangelets") a même été proposée comme signature non ambiguë de la formation du plasma ⁹⁾. L'idée de base est que si l'équilibre chimique est atteint lors d'une collision dans une région où le nombre baryonique net n'est pas nul, les anti-quarks étranges peuvent s'associer aux quarks u et d en excès, et conduire ainsi à une sorte de "distillation" de l'étrangeté qui abaisse la température. Cette phase doit en outre se refroidir par émission de photons pour atteindre les quelque MeV en dessous desquels elle est stable⁵. Cet objet a l'avantage d'être très exotique, donc en principe facilement détectable bien que sa probabilité de formation soit sans doute très faible. Il devrait en effet avoir une masse de l'ordre de quelques dizaines ($A \sim 10$ à 30 ou 50), et une charge très faible, voire légèrement négative à cause de son contenu en quarks étranges ($n_u \sim n_d \sim n_s$). Plusieurs expériences se consacrent à sa recherche, et des résultats (négatifs) ont déjà été publiés avec des faisceaux de silicium et de soufre ⁵⁶⁾. Des résultats préliminaires avec les faisceaux d'or ⁵⁷⁾ et de plomb ⁵⁸⁾ ont aussi été présentés, et sont également négatifs. Certaines de ces expériences se poursuivent ⁵⁹⁾ afin d'augmenter leur sensibilité (actuellement de l'ordre de quelques 10^{-9} selon le rapport charge/masse de l'objet).

XII - CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

L'existence d'une transition de phase est une prédiction claire des calculs de la QCD sur réseaux. Il n'est cependant pas certain que les conditions de cette transition de phase soient réunies à l'AGS et même au SPS, bien que l'utilisation de faisceaux vraiment lourds (or et plomb) augmente la densité d'énergie atteinte et surtout le volume dans lequel pourrait se produire l'équilibre thermodynamique. Bien que la densité d'énergie estimée dans les collisions Pb-Pb ¹²⁾ soit de l'ordre de 3 GeV/fm^3 , ce qui serait en principe suffisant, la présence d'une densité baryonique non nulle dévie des hypothèses des calculs de QCD, et le temps nécessaire à l'établissement de l'équilibre thermique et chimique reste une inconnue.

Nous avons vu dans ce cours que ni l'existence du déconfinement, ni l'émission de signaux thermiques n'ont été clairement établies, malgré la suppression du ψ' et l'existence d'un "excès" de dileptons qui devront attendre les résultats des faisceaux de

⁵Comme on le voit, si l'on considère la recherche du plasma comme un choc de deux gouttes d'eau dans lequel on chercherait à savoir si le système est passé par un état temporaire de vapeur, c'est ici la présence d'un glaçon dans l'état final qui signerait ce passage !

plomb pour être élucidées. Une importante augmentation de la production d'étrangeté est observée, mais le signal le plus difficile à comprendre sans l'intervention du plasma est l'augmentation de la production des particules multi-étranges, bien que son incompatibilité avec les modèles classiques reste encore à démontrer ³²⁾. Nous savons de plus que le système se comporte comme une source en expansion hydrodynamique, dont la taille au moment du découplage des hadrons est plus grande que la taille du projectile. Un tel effet collectif est aussi observé à l'AGS avec les faisceaux de silicium ⁶⁰⁾, et n'implique en rien la formation du plasma de quarks-gluons. Enfin, l'étrangelet, seul signal supposé non ambigu mais dont l'existence reste très spéculative, n'a pas été observé à ce jour.

Ce constat peut paraître bien négatif, mais il faut souligner qu'il ne correspond pratiquement qu'à la première phase de ces expériences, phase dite "exploratoire" utilisant les faisceaux de masses intermédiaires (silicium, oxygène et soufre), et que les résultats des faisceaux de plomb du CERN ne sont quasiment pas analysés à l'heure actuelle. En effet, la plupart des expériences mesurent maintenant simultanément plusieurs paramètres globaux concernant les collisions ^{39,61,62,63)}, tels que l'énergie transverse produite, la multiplicité des particules et l'énergie du fragment spectateur. Une analyse détaillée des corrélations entre ces diverses variables doit permettre d'isoler des lots d'événements "anormaux" pour lesquels les autres signatures peuvent être étudiées. Ceci n'a pas encore été fait, la plupart des expériences n'étudiant pour l'instant leurs événements qu'en fonction d'un seul de ces paramètres, supposé relié au paramètre d'impact au travers d'un modèle. Une autre possibilité apportée par les faisceaux de plomb réside dans l'importante multiplicité des particules produites. Il devient alors possible d'estimer la "température" (par les distributions en impulsion transverse des produits), ou l'entropie atteinte (grâce à la multiplicité), et peut-être même la "taille" de la source, dans un seul événement, puisque chacun d'entre eux fournit un spectre de particules.

Pour terminer, je rappellerai que ce programme expérimental va se poursuivre au moins durant les dix ans à venir. L'accélérateur RHIC est actuellement en construction et plusieurs expériences se consacreront à la recherche des signatures du plasma. De plus, l'accélération d'ions lourds par l'accélérateur LHC (de masses diverses, jusqu'au plomb) est prévue dès les années 2005. Une expérience spécifique, ALICE ⁶⁴⁾, recherchera un grand nombre de signatures du plasma. Parallèlement, les deux expériences ATLAS et CMS, prévues pour étudier la physique des collisions proton-proton envisagent d'exploiter les faisceaux d'ions pour rechercher des signatures particulières telles que les "mini-jets" ou la suppression des états Υ et Υ' ^{65,66)}.

REMERCIEMENTS

Je remercie vivement Y. Abgrall et le comité d'organisation de l'école Joliot-Curie de m'avoir invité à donner ce cours. L'ambiance de cette école et le cadre de Maubuisson sont toujours aussi agréables et enrichissants que lors de ma première participation en tant qu'étudiant il y a quelques années. Je tiens également à remercier les personnes qui m'ont aidé à me procurer les données nécessaires à cette revue et qui ont répondu à mes questions : H. Boggild, B. Jacak et G. Paic (NA44), H. Gutbrod (WA98), L. Kluberg, M. Gonin et E. Scomparin (NA50), K. Pretzl et A. Bussiere (NA52), E. Quercigh (WA97), R. Stock (NA49), I. Tserruya (NA45), et je leur demande de bien vouloir excuser les oublis et les inexactitudes qui ne manqueront pas de s'y trouver. Plusieurs collaborations diffusent des documents sous forme de pages WWW. Je remercie les personnes qui tiennent ces pages à jour, et j'en profite pour inviter le lecteur curieux à s'y connecter ...

RÉFÉRENCES

- 1) - M. Fukigita et A. Ukawa, Phys. Rev. Lett. 57 (1986) 503.
- S. Gottlieb *et al.*, Phys. Rev. D35 (1987) 3972.
- 2) - Pour les détails concernant ces notions de base sur le plasma, on pourra se reporter au cours de J.P. Blaizot à l'école de GIF 1988.
- Le cours d'A. Morel, dans le même volume, présente les bases des calculs de la QCD sur réseaux.
- 3) - F. Karsch, Nucl. Phys. A590 (1995) 367c.
- 4) - T. Blum *et al.*, Phys. Rev. Lett. D51 (1995) 5153.
- 5) - J. D. Bjorken, Phys. Rev. D27 (1983) 140.
- 6) - H. Satz, Lepton/Photon Symp. 2 (1991) 271, CERN-TH 6216/91.
- 7) - Une revue récente peut être trouvée dans les actes de la conférence "PANIC" PAN13, Perugia (1993) 146-169, par P. Sonderegger,
- Pour un tour d'horizon très complet sur ce sujet, le lecteur pourra se reporter aux différentes conférences "Quark Matter", qui constituent la référence en la matière (et dont les comptes-rendus ont le mérite d'être facilement accessibles dans toutes les bibliothèques puisqu'ils sont publiés dans Nuclear Physics), et en particulier à la dernière en date : "Quark Matter '95 Conference", Nucl. Phys. A590.
- 8) - R. Hanbury-Brown et R.Q. Twiss, Nature 178 (1956) 1046.
- M. Gyulassy *et al.*, Phys. Rev. C20 (1979) 2267.
- 9) - C. Greiner et H. Stöcker, Phys. Rev. D44 (1991) 3517.
- 10) - J. Barette *et al.*, Phys. Rev. Lett. 64 (1990) 1219.
- 11) - M. Gonin, "Review of single hadron spectra from relativistic heavy-ion experiments at Brookhaven".
- 12) - NA49 Coll., P. Seyboth *et al.*, "International Symposium of Multiparticle Dynamics", Stara Lesna, Slovaquie, 12-16 Septembre 1995.
- 13) - M. Gyulassy, Nucl. Phys. A590 (1995) 431c, et références citées.
- 14) - S. Esumi, "International symposium on quantum interferometry studies in high energy nuclear collisions", Hiroshima, Japon, Avril 1995.

- 15) - J. Barette *et al.*, Phys. Rev. Lett. 73 (1994) 2532.
- J.Y. Ollitrault, Phys. Rev. D46 (1992) 229.
- J.Y. Ollitrault, Phys. Rev. D48 (1993) 1132.
- M. Hofmann *et al.*, Nucl. Phys. A566 (1994) 15c.
- L.V. Bravina *et al.*, Nucl. Phys. A566 (1994) 461c.
- 16) - Il a été largement question de ce flot au cours de cette école, et je ne rentrerai donc pas ici dans des détails que je connais peu ! Signalons toutefois qu'une revue des méthodes utilisées pour extraire ce paramètre se trouve dans le cours de J. Gosset, à l'école de GIF 1988.
- 17) - T. Matsui et H. Satz, Phys. Lett. B178 (1986) 416.
- 18) - H. Satz, in : *"The physics of quark-gluon plasma"* (1987) World Scientific, 243.
- 19) - C. Baglin *et al.*, Phys. Lett. B255 (1991) 459.
- 20) - C. Baglin *et al.*, Phys. Lett. B262 (1991) 362.
- 21) - C. Gerschel et J. Hüfner, Z. Phys. C 56 (1992) 171.
- 22) - D. Kharzeev et H. Satz, Phys. Lett. B334 (1994) 155.
- S.D. Holmes *et al.*, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 35 (1985) 397.
- 23) - J. Hüfner, Y. Kurihara and H.J. Pirner, Phys. Lett. B215 (1988) 218.
- C. Baglin *et al.*, Phys. Lett. B268 (1991) 453.
- 24) - C. Baglin *et al.*, Phys. Lett. B345 (1995) 617.
- 25) - D. Kharzeev et H. Satz, CERN-TH/95-214
- 26) - J. Rafelski, Phys. Rep. 88 (1982) 331.
- J. Rafelski, Nucl. Phys. A544 (1992) 279c.
- 27) - Une revue très intéressante se trouve dans le livre de C.Y. Wong : *"Introduction to high energy heavy-ion collisions"* (1994) World Scientific, qui constitue par ailleurs un recueil très complet de tous les aspects théoriques liés au plasma (bien que certains développements assez ardues soient assez loin du titre "introduction").
- 28) - Les références concernant la production d'étrangeté sont trop nombreuses pour être citées ici. Le lecteur intéressé pourra se reporter aux conférences "Quark Matter" : Nucl. Phys. A544, Nucl. Phys. A466 et Nucl. Phys. A590, ou aux proceedings de la conférence "Strangeness '95", Janvier 1994, Tucson, AZ.
- 29) - C. Baglin *et al.*, Phys. Lett. B272 (1991) 449.
- R. Ferreira *et al.*, Nucl. Phys. A544 (1992) 497c.
- 30) - M. Masea *et al.*, Nucl. Phys. A590 (1995) 93c.
- 31) - P. Koch, U. Heinz et J. Pisút, Phys. Lett. B243 (1990) 149.
- V. Topor Pop *et al.*, CU-TP-676.
- U. Heinz, Nucl. Phys. A566 (1994) 205c.
- 32) - A. Capella, LPTHE-ORSAY-94-113.
- 33) - WA97 Memorandum, CERN SPSLC 95-43.
- S. Abatzis *et al.*, Phys. Lett. B347 (1995) 158.
- 34) - P.V. Ruuskanen, Nucl. Phys. A544 (1992) 169c.
- 35) - J. Kapusta, P. Lichard et D. Siebert, Nucl. Phys. A544 (1992) 485c.
- 36) - R. Santo *et al.*, Nucl. Phys. A566 (1994) 61c.
- T. Awes *et al.*, Nucl. Phys. A590 (1995) 81c.
- 37) - I. Tserruya, Nucl. Phys. A590 (1995) 127c.
- 38) - S. Ramos *et al.*, Nucl. Phys. A590 (1995) 117c.
- 39) - WA98, GSI report 95-11 (1995) 111.
- GSI Nachrichten 06-95, CERN SPSLC 95-35.
- 40) - C. Lourenço *et al.*, Nucl. Phys. A566 (1994) 77c.
- M.A. Mazzone *et al.*, Nucl. Phys. A566 (1994) 95c.

- 41) - C. Lourenço, "Fifth conference on the intersections of particle and nuclear physics", St Petersburg, FL, Juin 1994, Preprint LIP PHYS 94-02.
- 42) - G.A. Alves *et al.*, Phys. Rev. Lett. 70 (1993) 722, et références citées.
- 43) - J. Letessier, J. Rafleski et A. Tounsi, Phys. Lett. B33 (1994) 484.
- 44) - C. Adami, T. Hatsuda et I. Zahed, Phys. Rev. D43 (1991) 921.
 - E. Shuryak, Nucl. Phys. A544 (1992) 65c.
 - M. Asakawa et C.M. Ko, Nucl. Phys. A572 (1994) 732.
- 45) - B.A. Cole *et al.*, Nucl. Phys. A590 (1995) 179c.
- 46) - B. Jacak *et al.*, Nucl. Phys. A590 (1995) 215c, et références citées.
- 47) - J. Sullivan *et al.*, Phys. Rev. Lett. 70 (1993) 3000.
- 48) - H. Boggild *et al.*, CERN preprint PPE/94-177.
- 49) - T. Alber *et al.*, Nucl. Phys. A590 (1995) 453c.
- 50) - R. Stock, communication privée.
- 51) - T. Csorgo et B. Lorstad, LUNFD6/NFFL-7082.
- 52) - J. Dodd *et al.*, Nucl. Phys. A590 (1995) 523c.
- 53) - Schnedermann *et al.*, Phys. Rev. C48 (1993) 2462.
- 54) - M. Murray *et al.*, "Strangeness '95", Janvier 1995, Tucson, AZ.
- 55) - E. Witten, Phys. Rev. D30 (1984) 272.
 - H.C. Liu et G. Shaw, Phys. Rev. D30 (1984) 1137.
- 56) - E814 Coll., J. Barrette *et al.*, Phys. Lett. B252 (1990) 550.
 - E858 Coll., A. Aoki *et al.*, Phys. Rev. Lett. 69 (1992) 2345.
 - NA52 Coll., K. Borer *et al.*, Phys. Rev. Lett. 72 (1994) 1415.
- 57) - E878 Coll., D. Beavis *et al.*, submitted to Phys. Rev. Lett.
- 58) - NA52 Coll., F. Dittus *et al.*, Nucl. Phys. A590 (1995) 347c.
- 59) - Une revue récente de ces recherches se trouve dans les comptes-rendus de la dernière conférence "Quark Matter" : B.S. Kumar, Nucl. Phys. A590 (1995) 29c.
- 60) - J. Barrette *et al.*, E814 Coll., Phys. Lett. B333 (1994) 33.
- 61) - S. Margetis *et al.*, Nucl. Phys. A590 (1995) 355c.
- 62) - J. Barrette *et al.*, E877 Coll., NUCL-EX-9412003.
- 63) - NA50 Proposal, CERN SPSLC 91-55, SPSLC/P 265 REV.
- 64) - ALICE Letter Of Intent, CERN LHCC 93-16.
- 65) - ATLAS Technical Proposal, CERN LHCC 94-43.
- 66) - CMS Technical Proposal, CERN LHCC 94-38.