



HAL
open science

Possibilité de déconfinement des quarks et gluons avec des ions lourds

G.W. London

► **To cite this version:**

G.W. London. Possibilité de déconfinement des quarks et gluons avec des ions lourds. École thématique. Ecole Joliot Curie "Mésons, baryons, quarks et physique nucléaire", Bombannes, (France), du 17-21 septembre 1984 : 3ème session, 1984. cel-00643889

HAL Id: cel-00643889

<https://cel.hal.science/cel-00643889>

Submitted on 23 Nov 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.

**POSSIBILITE DE DECONFINEMENT DES QUARKS ET GLUONS
AVEC DES IONS LOURDS**

G.W. LONDON

DPHPE, CEN Saclay

RESUME: L'étude expérimentale de déconfinement des quarks et gluons suppose que l'on ait des volumes nucléaires de grande densité d'énergie. Ces conditions ne peuvent être remplies, en laboratoire, que dans les collisions ultra-relativistes noyau-noyau. Même si l'on manquait de perspectives intéressantes (le plasma de quarks et de gluons), ces nouvelles conditions extrêmes suffiraient pour établir un programme expérimental. Le but minimum de ce programme devrait être l'étude de ces conditions, extrêmes et complexes, pour détecter la présence de nouveaux processus physiques. Cette approche modeste est nécessaire du fait que nous n'avons que des guides qualitatifs pour les sondes de la transition de phase entre la matière hadronique et la nouvelle matière de quarks libres. Dans cet article, nous donnons un aperçu des idées qui nous conduisent à la prédiction d'une transition de phase. Nous décrivons l'environnement attendu des collisions à haute énergie de noyau sur noyau. Des signatures possibles du plasma de quarks et de gluons sont décrites. Pour observer un processus nouveau, nous devons varier la densité d'énergie; plusieurs méthodes sont suggérées. Enfin, les programmes expérimentaux futurs, et en particulier au CERN-SPS, sont résumés.

ABSTRACT: Only in ultra-relativistic nucleus-nucleus collisions can extended regions of nuclear matter with high energy densities be produced under laboratory conditions. Even if there were no exciting expectations (the quark-gluon plasma), these new extreme conditions are reason enough to perform an experimental program. The minimum aim of this program should be to investigate these extreme and complex experimental conditions in order to isolate new physical processes. This modest approach is necessitated by the fact that we have only qualitative guides for the probes of the phase transition between ordinary hadronic matter and quark matter. In this article, we give a brief view of the ideas behind the prediction of a phase transition. We describe the expected high energy nucleus-nucleus environment. Possible signatures of the quark-gluon plasma are described. In order to observe a new process, one must vary the energy density; various methods are suggested. Finally, future experimental programs, especially at the CERN-SPS, are summarized.

I- INTRODUCTION

Dans la théorie des interactions fortes (QCD), les forces à courte portée ont une intensité faible et celles à longue portée ont une intensité élevée. Ce comportement, contraire à celui de l'électromagnétisme, caractérise la propriété de confinement de la matière hadronique. A l'heure actuelle, il n'a jamais été donné d'observer les quarks et les gluons à l'état libre. Mais la chromodynamique prédit en fait 3 états de la matière hadronique: les hadrons où les quarks et les gluons sont confinés, un plasma où les constituants fondamentaux sont <<déconfinés>>, et un état où les masses constituantes des quarks sont nulles.

Pour obtenir la phase de déconfinement des quarks/gluons, il faut chauffer et/ou comprimer la matière nucléaire. Le volume doit être assez grand pour permettre la thermalisation. La seule façon peut-être d'induire cette transition de phase serait de faire des collisions d'ions lourds ultra-relativistes.

L'observation directe de la transition nécessite de faire varier la densité d'énergie ou de matière. Cette possibilité nous est donnée en changeant l'énergie du faisceau incident, les masses atomiques des noyaux entrant en collisions, et/ou en analysant les collisions à faible paramètre d'impact (collisions centrales). Les signatures proposées sont la production anormale de dileptons, de photons directs, de particules étranges. Par exemple, la production anormale de dileptons proviendrait de l'annihilation d'une paire de quark et anti-quark produits dans l'interaction, et mesurerait la température du plasma. Etant donné les incertitudes théoriques, des expériences exploratoires vont chercher à obtenir le maximum d'informations sur les collisions d'ions lourds à très haute énergie.

Des volumes nucléaires portés à une grande densité d'énergie peuvent être étudiés dans le laboratoire seulement dans les collisions de noyau-noyau ultra-relativistes. *Même sans prédiction excitante, cette possibilité d'étude exploratoire dans un domaine nouveau est suffisante, à mon avis, pour établir un programme expérimental.* Le but minimum de ce programme devrait être l'investigation de ces nouvelles conditions expérimentales pour essayer de mettre en évidence de nouveaux processus. Les prédictions quantitatives pour les densités d'énergie et de baryons dépendent des calculs basés sur des modèles, tel que le modèle hydrodynamique. Le choix d'une approche modeste est nécessaire car il n'y a aucune indication expérimentale claire que les calculs basés sur l'hydrodynamique aient un sens et rien ne permet d'affirmer qu'il y aura équilibre thermique. Il n'y a pas non plus une signature définitive proposée par les théoriciens pour détecter la transition de phase entre quarks-gluons confinés et quarks-gluons déconfinés.

Cet article est organisé de la manière suivante. Au chapitre II, nous présentons quelques arguments simples qui indiquent ce qu'est le confinement et pourquoi le déconfinement est prédit dans certaines conditions. Au chapitre III, nous décrivons l'environnement attendu dans les interactions noyau-noyau ultra-relativistes, que nous avons simulé par un programme de Monte-Carlo basé sur un modèle de quarks et gluons. Ceci nous donne, à la fois, une idée des problèmes expérimentaux et un point de comparaison pour voir si un processus inattendu est présent. Des signaux possibles pour le plasma de quarks-gluons sont décrits dans le chapitre IV. Pour observer un nouveau processus, pour que le signal devienne 'signature', il faut varier la densité d'énergie; ceci est décrit dans le chapitre V. Les programmes expérimentaux prévus, et en particulier celui du SPS, sont décrits brièvement dans le chapitre VI.

Nous n'avons pas la prétention de faire un article de référence car le sujet est vaste et complexe. Notre but est de faire une introduction aux aspects expérimentaux des collisions d'ions lourds relatifs au plasma de quarks et de gluons, indiquant les grandes lignes du sujet, et incitant le lecteur, nous l'espérons, à approfondir sa compréhension en se référant à la littérature. Voir [1] pour une liste non-exhaustive de références sur ce sujet. Dans le cours de Madeleine Soyeur [2] donné à la 16^e Ecole d'Eté de Physique des Particules de Gif-sur-Yvette (1984), se trouvent des références complémentaires, axées plus sur la théorie.

II- QUELQUES IDEES SUR LA PREDICTION DE DECONFINEMENT

Nous donnons un aperçu des idées prédisant l'existence d'une transition de phase dans la matière nucléaire.

Depuis le modèle du noyau en forme de gouttelette de liquide, les physiciens nucléaire ont considéré les propriétés thermodynamiques du noyau. Le diagramme de phase (c'est-à-dire, la relation entre la température ou la densité d'énergie, et la pression ou la densité baryonique) de la matière nucléaire est potentiellement d'une grande richesse. A des densités typiques, $\approx A$ nucléons/ $4\pi R^3/3 \approx 0.17$ nucléons/ fm^3 où

$$R = 1.2 A^{0,33} \text{ fm},$$

la matière nucléaire est composée de nucléons; le fait que ces nucléons soient composés de quarks et de gluons colorés est masqué parce que ces quarks et gluons sont confinés comme dans un sac sans couleur [3] que nous appelons le nucléon. Seules les interactions à grand moment transverse sur des noyaux ont pu mettre en évidence la nature constituante des nucléons.

Que se passe-t-il quand un projectile composé de B nucléons interagit avec une cible composée de A (>B) nucléons? Les deux noyaux apparaissent aplatis dans le centre de masse de la collision; ils deviennent des disques de rayon, R_A ou R_B , et d'épaisseur, R_A/γ_A ou R_B/γ_B , γ étant la contraction de Lorentz, $=E/M$. Du point de vue des interactions, cette épaisseur est limitée à ≈ 1 fm (voir l'argument détaillé dans [4]) par les quanta des interactions fortes, les partons (gluons et paire quark-antiquark) de la mer, i.e. du vide physique. Ceux-ci ont de faibles impulsions. Regardons la région centrale (densité baryonique ≈ 0) et faisons, d'une manière un peu simpliste, le calcul géométrique du volume de l'interaction pour une collision centrale à haute énergie:

$$V = \pi R_B^2 \times 1 \text{ fm}^3$$

Notons que le volume d'interaction pour oxygène (B=16) sur plomb (A=208) est 30 fm^3 .

Supposons que le projectile ait une énergie de 200 GeV/nucléon dans le laboratoire. Combien de mésons π sont produits dans ce volume? Pour répondre à cette question, nous allons extrapoler nos connaissances des interactions p-p et p-A à haute énergie et des interactions B-A à basse énergie aux interactions B-A à haute énergie. La multiplicité moyenne de pions dans les interactions p-p à l'énergie considérée est de l'ordre de 10 dont la moitié dans la région centrale. Pour les interactions p-A, la multiplicité augmente lentement à haute énergie, proportionnelle à $A^{0,2}$ [5]. Pour les interactions B-A à basse énergie (environ 2 GeV/nucléon), la dépendance de la multiplicité sur le nombre atomique du projectile a été mesurée: $B^{0,75}$ [6].

Pour pouvoir utiliser cette dépendance à haute énergie, regardons le comportement de la section efficace de basse énergie à haute énergie. La section efficace totale des interactions B-A a été paramétrée à basse énergie [7]:

$$\sigma = 68.8 (A^{0,33} + B^{0,33} - 1.32)^2 \text{ mb.}$$

Ceci prédit correctement la section efficace $a-a$ aux énergies ISR, équivalent à un faisceau de 450 GeV/nucléon sur cible fixe. La section efficace et la multiplicité étant reliées, nous estimons que la dépendance de la multiplicité sur le nombre atomique du projectile à haute énergie est la même que celle à basse énergie.

Pour une collision centrale, la dépendance est proportionnelle à B^1 , par définition. Nous attendons dans la région centrale et pour une collision centrale de plomb ($A=208$) et d'oxygène ($B=16$), chaque nucléon interagissant indépendamment:

$$\langle n(B-A) \rangle \approx 5 A^{0,2} B^1 \approx 230 \text{ pions.}$$

Nous pouvons estimer le volume minimum que ces pions occuperaient, en supposant que chaque pion est distinct, et en utilisant le modèle de sacs [3] pour estimer le volume d'un pion. Dans ce modèle, calqué sur QCD, un hadron est composé de quarks confinés dans un volume, le sac (le vide perturbatif) entouré du vide physique qui exerce une pression sur le sac. La pression du vide physique est ajusté au spectre hadronique. Le volume du sac est déterminé par rapport à ce paramètre par une minimisation de l'énergie du sac. Par ce calcul, le volume d'un pion est estimé: 0.5 à 1 fm³. Ceci donne pour la région centrale et des collisions centrales d'oxygène et plomb:

$$\frac{V_{\text{pions}}}{V_{\text{interaction}}} = 4 \text{ à } 8.$$

Ceci implique qu'il y aurait un grand recouvrement des sacs. Les 230 pions ne peuvent pas être contenu dans les 30 fm³ disponible s'ils restent distincts. Les mésons doivent se dissoudre en leurs composants élémentaires, les quarks et les gluons colorés. Ce processus s'appelle le **déconfinement**.

Le résultat de ce calcul simple, la possibilité de déconfinement, est obtenu plus sérieusement par l'analyse de QCD.

La chromodynamique quantique (QCD) contient la possibilité de confinement car les gluons sont colorés, permettant une interaction à trois gluons. Dans la renormalisation de la constante de couplage (i.e. le calcul des effets des graphes d'ordre supérieur), pour un petit nombre de quarks distincts, les fluctuations du vide, où deux graphes de correction opposée sont additionnés (voir figure 1), donnent une nette correction positive due à l'interaction à trois gluons. Ceci donne un effet d'anti-écran vis-à-vis de la couleur. Au contraire, dans le cas de électrodynamique quantique (QED) où seulement un graphe existe, les paires e^+e^- virtuelles font écran vis-à-vis de la charge électrique. La constante de couplage de QED est petite à nos énergies tandis que la constante de couplage de QCD a deux extrêmes: (1) elle est petite à petite distance (grand moment de transfert), c'est la région de la *liberté asymptotique*, et (2) grande à grande distance (petit moment de transfert), c'est la région de *confinement*. Cette dernière région requiert des calculs non-perturbatifs.

Les calculs non-perturbatifs se font depuis quelques années par une discretisation du problème: l'étude de la QCD sur réseau [8] à densité baryonique nulle (i.e. la région centrale) montre l'existence d'une transition de la matière hadronique à un gaz de quarks et de gluons à une température de l'ordre de 200 MeV. En dessous de cette température, les calculs de QCD sur réseau indique le confinement, au dessus, le déconfinement. Il convient de souligner le caractère préliminaire de ces calculs, les effets dus à la taille finie des réseaux n'étant pas

complètement maîtrisés. En présence de quarks légers, les calculs sur réseau sont plus complexes et des approximations mathématiques doivent être faites.

La transition de phase pourrait également se produire dans les régions de fragmentation des noyaux mais on ne dispose pas pour l'instant de calculs sérieux dans ces régions où la densité baryonique est finie.

La dynamique des collisions d'ions lourds ultra-relativistes a suscité de nombreux travaux théoriques, essentiellement basés sur le modèle hydrodynamique. Ce modèle n'a presque pas de fondements expérimentaux, voir appendice B. Par ailleurs, le problème majeur est celui de l'établissement d'un équilibre thermodynamique dans un temps très court (quelques 10^{-23} sec) après la collision. Intuitivement, on comprend qu'il faille un grand volume d'interaction, donc des interactions noyau-noyau, et une grande multiplicité de particules produites, donc des interactions à haute énergie. Reste à comprendre l'évolution du système de quarks et de gluons et le processus d'hadronisation pour pouvoir donner des signatures de la transition.

Ceci souligne la complexité du problème que l'on veut traiter, et dont l'enjeu est de taille: sonder la région non-perturbative de QCD, c'est essayer de comprendre le confinement, de même que d'approfondir nos notions du vide physique.

III- L'ENVIRONNEMENT EXPERIMENTAL ATTENDU DANS LES INTERACTIONS NOYAU-NOYAU ULTRA-RELATIVISTES

Pour pouvoir préparer des expériences et, plus tard, avoir un étalon pour comparer les résultats, il faut avoir un générateur d'interactions noyau-noyau. Ce générateur doit rendre compte correctement des données p-p et p-A à haute énergie, et prédire les interactions B-A sans paramètre supplémentaire.

Un générateur d'interactions noyau-noyau en forme de programme Monte Carlo a été développé à Saclay [9]. Ce programme, basé sur un modèle des interactions de quarks et gluons colorés, le Dual Parton Model [10], prédit correctement les données à bas p_t de p-p et p-A à partir d'environ 50 GeV/c. Ce n'est pas notre intention de résumer toutes les données des interactions p-p et p-A à bas p_t ; nous donnerons quelques exemples pour montrer que notre générateur reproduit correctement les données et peut donc être utilisé pour prédire l'environnement "ordinaire" des interactions ultra-relativistes noyau-noyau.

Nous allons traiter successivement en ce chapitre quelques données des interactions p-p et p-A, la description du générateur Monte Carlo, les prédictions pour les interactions p-p, p-A, B-A et la comparaison avec les données, et, finalement, les implications des prédictions B-A pour les expériences, en particulier, pour les cibles.

1 - Interactions p-p et p-A à 200 GeV/nucleon (i.e. $\sqrt{s}=20$ GeV)

La section efficace totale pour les interactions p-p est 39 mb. Elle se partage en 7 mb pour les interactions élastiques et 32 mb pour les interactions inélastiques, dont 7 mb correspond aux interactions diffractives simples [11].

Dans la figure 2, nous montrons, pour les interactions p-p, les distributions différentielles en rapidité des particules chargées tandis que dans la figure 3, nous montrons les mêmes distributions pour les interactions p-A et, séparément, pour les particules négatives. La rapidité est définie comme un angle de rotation d'une transformation de Lorentz:

$$y = \text{arctanh}(p_L/E)$$

Les distributions des deuxième et troisième moments (D et S respectivement) de la distribution en multiplicité en fonction de la multiplicité moyenne sont données par la figure 4 [12], où

$$D = [\langle (n - \langle n \rangle)^2 \rangle]^{0.5} \text{ et}$$

$$S = [\langle (n - \langle n \rangle)^3 \rangle]^{0.33}.$$

2 - Générateur Monte Carlo

La plupart des interactions p-p et p-A (i.e. petit p₁) sont bien décrites dans le cadre du Dual Parton Model (DPM). Décrivons ce modèle pour les interactions p-p et faisons l'extension aux interactions p-A.

a) Interactions p-p

Pour les interactions pp, le DPM est basé sur le diagramme qu'on peut voir en figure 5. Une collision inélastique non-diffractive est considérée comme étant due à un échange de couleur. Chaque nucléon est séparé en un quark de valence à petite rapidité en moyenne et un diquark à grande rapidité en moyenne. Dans toute la suite, un diquark est un objet indissociable, constitué de deux quarks de valence plus des gluons. On pourrait bien sûr imaginer d'autres modèles sans diquarks mais ceci est très commode pour conserver le nombre baryonique. Le diagramme est d'ordre 0 et n'inclut pas la diffraction. Les quarks et les diquarks sont reappariés, compte tenu de la couleur, sous forme de cordes.

Si l'on admet que, dans leur système du centre de masse, chaque corde fournit une distribution plate en rapidité pour les hadrons, il est facile de voir qu'un tel schéma donne un plateau en rapidité en première approximation. En figure 5, la contribution de chaque corde à la distribution en rapidité est soulignée. Les fonctions de structure pour les quarks de valence et les gluons (auxquels les paires q-qbar de la mer sont associés dans notre version du DPM) sont $[x \equiv (E+p_1)/(E+p_1)_{\max}]$:

$$f(x) = (1-x)^a / x \text{ pour quarks de valence, } a=2.5 \text{ (3.5)}$$

pour les u (d) quarks dans le proton.

$$f(x) = (1-x)^b / x \text{ pour les gluons avec } b=4.$$

Les cordes sont fragmentés selon le modèle de LUND, dont les paramètres ont été ajustés aux données de e⁺e⁻ de CELLO [13]. La courbe qui apparaît sur la figure 2 montre que la distribution en rapidité pour les données p-p est bien reproduite; ceci est vrai bien que les données incluent la diffraction.

b) Interactions p-A

Le DPM est étendu aux interactions p-A en faisant l'hypothèse supplémentaire que le temps d'hadronisation est beaucoup plus grand que le temps entre collisions. Dans la figure 6, nous montrons l'extension du diagramme de base à deux collisions. La deuxième collision inélastique est due au rayonnement d'un gluon par le diquark (\equiv à la création d'une paire q-qbar issue de la mer). Les cordes, qui doivent être blanches, seront dans une certaine distribution de couleur que le lecteur peut appliquer: (d_1, v_1) , (v_2, m_2) , (d_3, m_3) et (v_4, d_4) où d=diquark, v=quark de valence, et m=quark de la mer. Les contributions de chaque corde à la distribution en rapidité sont indiquées. Il est évident du point de vue qualitatif pourquoi il y a un décalage de la distribution vers les rapidités de la cible, $y < 0$. Nous pouvons calculer la section efficace et le nombre moyen des collisions du proton incident; voir Appendice A. Les courbes de la figure 3 démontrent que la distribution expérimentale en rapidité dans les interactions p-Xe n'est pas

mal reproduite pour toutes les particules chargées et bien reproduite pour les particules négatives. La mauvaise reproduction à basse rapidité pour la distribution de toutes les particules chargées vient d'une mauvaise prédiction pour le nombre de protons dans cette région par rapport aux données. En fait, le nombre prédit est à peu près $\frac{1}{2}$ du nombre expérimental. Ceux-ci sont des protons avec impulsions jusqu'à 600 MeV/c. Un essai préliminaire pour inclure des processus de cascades n'arrange pas ce problème. Il faudrait probablement introduire le moment de Fermi avec sa distribution qui s'étend vers 1 GeV/c et qui peut produire des protons spectateurs dans cette région de rapidité.

La multiplicité moyenne et les moments supérieurs ne sont pas mal reproduits en forme (voir figure 4). Nous avons étendu le DPM en introduisant la diffraction, utilisant la même philosophie mais sans échange de couleur; ceci donne une amélioration à la valeur absolue.

c) Prédictions pour les interactions O-Au

La distribution en rapidité de toutes les particules secondaires est montrée à la figure 7 ainsi que l'influence de différentes coupures éventuelles sur les événements. Les distributions sont moins piquées vers l'arrière que dans le cas des interactions p-Au. Il y a un grand changement de multiplicité attendue quand on passe des interactions sans coupure aux collisions centrales sans et avec coupure en E_T . Ces distributions montrent bien les difficultés pour l'expérimentateur, en particulier au niveau de la granularité de son détecteur, étant donné les grands dN/dy , et au niveau de la quantité de matière que représente son détecteur; ceci doit minimiser les effets d'interactions secondaires.

3 - Implications pour la cible

Les expériences avec faisceaux et cibles nucléaires, de nombre atomique élevé, présentent des problèmes difficiles liées aux interactions secondaires et les conversions de photons. Si l'on considère un événement à grand E_T , pour lequel la multiplicité typique est de l'ordre de 1000, une cible qui représente $\frac{1}{4}$ d'une longueur d'interaction hadronique (par exemple, 4 cm de plomb) sera le siège de centaines d'interactions secondaires et de gerbes électromagnétiques. Parmi ces interactions secondaires, certaines seront initiées par les fragments. Ces considérations impliquent l'utilisation d'une cible mince. L'épaisseur de cette cible pour les secondaires ne peut être que de quelques 10^{-3} longueurs d'interactions.

L'inconvénient de telles cibles minces est que l'on réduit considérablement le taux d'événements. Cette perte peut, au moins partiellement, se compenser par l'utilisation d'un faisceau à haute intensité. A part le problème des limitations sur le faisceau, par exemple au CERN-SPS (voir chapitre VI), il y a aussi un problème d'empilement dans le temps de particules du faisceau, en particulier si on utilise des calorimètres dans le trigger.

Pour résoudre ces problèmes, l'expérience NA34 [14] a proposé de construire une cible active, c'est-à-dire, une cible dont les éléments sont des fils cathodiques d'une chambre proportionnelle. Ceci est concevable car la géométrie du faisceau extrait est spéciale, voir chapitre VI. En effet, nous pouvons produire un faisceau de dimensions $(0.1 \times 10) \text{ mm}^2$, où la petite dimension correspond au diamètre du fil cathodique. Dans la figure 8, nous montrons la structure de cette chambre. La charge est mesurée sur les anodes, cellule par cellule, par un

ADC. Nous pensons utiliser deux portes pour chaque cellule, une porte large qui mesure la charge totale dans la cellule, et une porte étroite qui mesure la charge dans la direction du faisceau. Ceci est possible car le gaz choisi a une petite vitesse de dérive, ce qui permet une bonne définition dans l'espace. La figure 9 montre l'effet d'une collision centrale, les 16 nucléons du projectile interagissant, sur un fil. Nous avons montré la distribution angulaire des particules chargées produites dans l'interaction mais nous avons réduit arbitrairement le nombre par 5 pour la clarté. La figure 10 montre l'effet d'une collision typique, avec 8 nucléons interagissant, sur un premier fil, suivie d'une collision centrale du fragment spectateur du projectile sur un autre fil.

Avec cette cible, qui a 200 fils, nous avons 0.2 longueurs totales d'interaction avec une identification du fil sur lequel s'est produit l'interaction. Nous pouvons rejeter les événements avec ré-interaction. Nous pouvons mesurer la charge totale à la production laquelle est proportionnelle à la multiplicité chargée, la charge dans la direction du faisceau ce qui donne une idée des fragments spectateurs chargés du projectile. Nous pouvons avoir des cibles-fils de nombre atomique différent. Il ne reste qu'à mettre en oeuvre cette petite merveille!

IV- SIGNATURES POSSIBLES DU PLASMA DE QUARKS-GLUONS

Il est toujours possible de rêver que la transition de phase se manifesterait clairement: voir figure 23 où l'on montre la dépendance du moment transverse moyen des événements du collisionneur SPS et des rayons cosmiques en la densité d'énergie des événements. Pour le calcul du dernier, voir (1) du chapitre prochain.

Aucune signature claire et sans ambiguïté n'a été proposée par les théoriciens. Cependant nous donnons quelques indications de ces propositions en envoyant le lecteur aux références pour les arguments détaillés.

1 - Température de l'environnement primordial

La température est un des deux paramètres du diagramme de phase qui nous concerne. Pour que la notion de température ait un sens, il faut un équilibre thermodynamique. Ceci implique probablement, comme nous l'avons dit, des interactions de noyau-noyau ultra-relativistes pour pouvoir produire un grand nombre de particules (π , K, etc) dans un grand volume.

Nous donnons dans cette section quelques mesures possibles de cette température.

a) Distribution inclusive de particule simple

On a mesuré à bas énergie [6] la section efficace inclusive de particules simples pour noyau+noyau \rightarrow h+X, où h= π , p, K. Par exemple, voir figure 11. La section efficace a été ajustée à l'aide d'un paramètre, E_0 , à la fonction $dN/dT^* = \exp(-T^*/E_0)$, où T^* est l'énergie cinétique du hadron h dans le centre de masse nucléon-nucléon de la réaction. A cette énergie, il serait abusif de faire l'équivalence, $E_0 \approx$ température, mais à haute énergie, cette identification pourrait devenir raisonnable, c'est-à-dire une mesure de l'énergie cinétique moyenne.

En faisant la distribution de $E_0(h)$ en fonction de l'énergie du faisceau/nucléon dans le centre de masse, on a la figure 12. Nous observons que $E_0(\pi) < E_0(p) < E_0(K)$. Ceci est expliqué par l'absorption car les sections efficaces, h-p, augmentent: $\sigma(hp) > \sigma(p) > \sigma(K)$. Par exemple, un π et un K, qui ont le même E_0 à leur création, auraient des E_0 effectifs différents car la distribution dN/dT^* deviendrait plus piquée pour le π que pour le K: $E_0 > E_0(K) > E_0(\pi)$. Si on avait pu faire une expérience inclusive, γ +X, on attendrait un $E_0(\gamma)$ encore plus grand. Par ce raisonnement, on a l'image qualitative instantanée de la réaction qu'on trouve dans la figure 13a. En augmentant l'énergie du faisceau et en sélectionnant des collisions centrales (voir chapitre V), nous pouvons augmenter E_0 (\approx température) et peut-être atteindre les conditions décrites en figure 13b, ou dans d'autres termes, en figure 13c.

Notons dans la figure que, les hadrons étant formés à la frontière du plasma et interagissant dans la matière nucléaire froide avant d'arriver dans les détecteurs, leur température mesurée serait $< T_c$.

b) Photons

Les sondes électromagnétiques ont souvent été utilisées avec succès pour l'étude d'objets composites (elles ont même servi à mettre en évidence cet aspect composite) car l'interaction électromagnétique mesure les densités locales de charge. Des études de la diffusion profondément inélastique de muons et d'électrons, de la production de di-leptons à grande masse, de l'annihilation e^+e^- , et de la production de photons directs à grand p_t forment les bases (avec les interactions de neutrinos) de notre connaissance de la nature composite des hadrons.

Etant donnée leur absence d'interaction forte dans l'état final, la production de photons directs devrait offrir un signal assez propre de leur point de création dans l'interaction noyau-noyau. Malheureusement, il n'est pas évident comment résoudre les problèmes expérimentaux posés par les multiples π^0 .

c) Paires de leptons: spectre en masse extrêmement riche en information

Dans la figure 14, on montre la section efficace différentielle mesurée en fonction de la masse des di-leptons pour les interactions p-p et p-A.

Les di-leptons, comme les photons, n'interagissant pas dans l'état final, devraient aussi offrir un signal assez propre de leur point de création dans l'interaction noyau-noyau [15]. La production de di-leptons dans le plasma de quarks et de gluons provient d'un mécanisme différent de la production par le processus de Drell-Yan [16]. Voir figure 15. Le premier mécanisme provient de l'annihilation de quarks produits dans l'interaction tandis que le deuxième provient de l'annihilation de partons de l'état initial. La distribution en rapidité pour le premier processus dépend de la température et de la densité baryonique atteintes dans les boules de feu, soit dans les régions de fragmentation, soit dans la région centrale. Voir figure 16.

La production de di-leptons peut être étudiée en différentes régions de masse, chacune reflétant un aspect différent de l'état déconfiné:

- Basse masse (en dessous du ρ), bas p_t : étude de la distribution de température à des masses comparables à la température de déconfinement. La production "anormale" de di-leptons vue dans les interactions hadron-hadron et hadron-noyau, voir figure 17, pourrait être déjà associée à des partons mous produits dans la collision [17], mais cette explication est toujours controversée.
- Région des ρ, ω : étude de la variation des masses constituantes des quarks légers qui devraient tendre vers 0 (restauration de la symétrie chirale [18]). Par exemple, si on fait l'hypothèse que les transitions de déconfinement et de la restauration de la symétrie chirale se font à la même température, en approchant cette température par le bas, le spectre de di-lepton de basse masse pourrait être dominé par les ρ, ω , les masses de celles-ci diminueraient et leurs largeurs divergeraient. La distribution angulaire pour toute la région du seuil jusqu'au ρ, ω serait dominée par le spin-parité=1.
- Région du ϕ : étude de la production de quarks étranges. Dans les références [19], il est montré que l'équilibre chimique pour les quarks étranges est atteinte rapidement par le processus $g+g \rightarrow s+sbar$. Dans les régions de rapidité riche en baryons (formés de quarks u et d), par exemple les régions de fragmentation, l'existence d'un niveau de Fermi pour les

quarks u et d augmente la production de s et $s\bar{s}$ relative à la production de $u\bar{u}$ et $d\bar{d}$, même en tenant compte de la masse assez élevée du quark- s . A des températures d'environ 200 MeV on prédit que les densités de s et $s\bar{s}$ sont à un facteur deux des densités de u et d . Voir figure 18.

- Continuum de masse entre le ϕ et le ψ : étude de la queue de la distribution de température. Il est assez difficile de prédire l'effet de cette queue [15c,20] sur la distribution de masse des di-leptons bien que l'étude de queues de distributions a été très importante dans d'autres contextes.
- Région du ψ : étude des quarks charmés. Les quarks charmés interagiraient beaucoup plus faiblement que les quarks plus légers [déduit du fait expérimental, $\sigma(\psi p) \ll \sigma(\rho p)$ et le modèle additif de quarks]; de ce fait, ils peuvent donc jouer un rôle intermédiaire entre les quarks légers et les photons (vrais et virtuels) [21].
- Continuum à haute masse (au-dessus de $4 \text{ GeV}/c^2$): étude du processus Drell-Yan. La production thermique de paires de leptons est détectable au-delà de la limite cinématique $p\text{-}p$, mais la section efficace est très faible [22].

2 - Potentiel chimique

Une variable évidente, sensible au potentiel chimique, i.e. bilan non-nul de saveur de quarks, est l'étrangeté. Dans la discussion sur le ϕ , on a indiqué pourquoi les quarks s et $s\bar{s}$ pourraient être favorisés dans la région de fragmentation par rapport aux quarks $d\bar{d}$ et $u\bar{u}$, approchant même, à haute température, les densités des quarks u et d . Ceci implique que les rapports sensibles à l'étrangeté (K/π , Λ/p , etc) devraient augmenter [19].

3 - L'hydrodynamique de la transition de phase: fluctuations

Si on fait l'hypothèse que la transition de phase correspondant au déconfinement est de premier ordre avec une grande chaleur latente, des bulles de hadrons peuvent être formés un peu en-dessous (super-froid) de la température de transition [23].

Sans rentrer en détail, nous citons quelques conséquences possibles de ces expansions explosives:

1. distribution symétrique en azimuth des hadrons avec grand E_T .
2. la formation des bulles pourrait produire des fluctuations importantes en densité de rapidité.

V- MESURES DE LA DENSITE D'ENERGIE

1 - Estimation de la densité d'énergie dans le modèle hydrodynamique

Le modèle hydrodynamique [4] donne une estimation de la densité d'énergie dans la région centrale en fonction de la densité en rapidité (dN/dy), de l'énergie transverse ($E_T = m^2 + p_T^2$) et d'un temps propre d'hadronisation, τ , en faisant l'hypothèse d'un plateau dans la région centrale. Pour les réactions A-A, il prend, par rapport à p-p, la dépendance en A de la multiplicité $\propto A^{0,2} \cdot A^{0,75} \approx A^1$. Voir chapitre II.

$$E_{AA} = dE/dy \cdot \Delta y = (dN/dy)_{pp} \cdot E_T \cdot A^1 \cdot \Delta y$$

Avec l'approximation $\beta \approx x/t$, nous obtenons

$$(1) \epsilon = E/V = (dN/dy)_{pp} \cdot E_T \cdot A^{0,33} / (1.2)^2 \cdot \pi \tau$$

Notons que $(dN/dy)_{pp} = 2.4$ aux énergies de $\sqrt{s} = 28$ GeV et que $E_T \approx 0.5$ GeV/c. En général, avec peu de justification, les théoriciens prennent $\tau \approx 1$ fm.

En somme, l'équation (1) est souvent utilisé pour estimer la densité d'énergie mais une certaine précaution est raisonnable.

2 - Variation de la densité d'énergie

Nous voulons caractériser un signal (voir chapitre précédent) à l'aide d'un paramètre mesurable qui est proportionnel à la densité d'énergie. Nous pouvons utiliser plusieurs paramètres pour varier la densité d'énergie: l'énergie du faisceau incident, les masses atomiques des noyaux entrant en collision. Nous pouvons utiliser également, mais indirectement, le paramètre d'impact (voir plus loin).

Des expériences au SPS (voir chapitre suivant) proposent de faire varier l'énergie et le nombre atomique du faisceau (avec les implications évidentes pour tous les utilisateurs). D'autres proposent une variation du nombre atomique de la cible et la mesure d'une quantité proportionnelle au paramètre d'impact, voir section suivante.

3 - Indications de collisions centrales (paramètre d'impact=0)

Dans une interaction typique d'oxygène, 8 nucléons interagissent et 8 restent en forme de fragments nucléaires spectateurs, par exemple, ${}^8\text{Li}^{3+}$, ${}^7\text{Li}^{3+}$, ${}^9\text{Be}^{4+}$, ${}^8\text{Be}^{4+}$, etc. Les fragments nucléaires spectateurs gardent la rapidité du faisceau et ont une distribution transverse donnée par le moment de Fermi. A 200 GeV/c par nucléon, un angle typique des fragments nucléaires est 1 mrad. Ces fragments représentent une énergie considérable dans la direction du faisceau. Par contre, une collision centrale est caractérisée par l'absence de fragments nucléaires du faisceau et donc par l'absence de cette grande énergie dans la direction du faisceau, par une grande énergie dans le centre de masse ce qui donne par exemple une grande énergie transverse (E_T), par une grande multiplicité et par une distribution azimuthale de l'énergie et de la multiplicité qui tend vers l'isotropie.

Nous pouvons faire le résumé de ces considérations:

1. Absence de fragments du faisceau. Il faut un calorimètre qui mesure finement vers l'avant et/ou il faut mesurer ΣZ^2 dans la direction du faisceau. Voir chapitre III.3.b.
2. Grande E_T . Il faut un calorimètre 4π et très segmenté. La figure 19 montre la sensibilité de la mesure de E_T au nombre de participants et, indirectement, au paramètre d'impact.
3. Haute multiplicité. Il faut un compteur de multiplicité bien segmenté, de préférence insensible aux fragments nucléaires de la cible qui ont une faible impulsion (i.e. β petit). Par exemple, on pourrait utiliser de l'altuglas sensible dans le UV comme compteur Cerenkov. Mais dans cette étude, il faut prendre en compte la longueur de radiation de la cible et celle du compteur en raison des conversions des nombreux photons produits. Ces conversions peuvent donner lieu à de grandes fluctuations qui fausseraient la mesure de la multiplicité.
4. La symétrie azimuthale en énergie ou en multiplicité. Il faut une bonne segmentation du calorimètre ou du compteur de multiplicité.

4 - Volume d'interaction en espace-temps: interférométrie Bose-Einstein

Il est important de mesurer la densité d'énergie. Par exemple, une mesure de la dépendance de E_T sur le volume d'interaction, $E_T(V)$, est fondamentale. Mais comment mesure-t-on le volume d'interaction?

a) L'idée de base

On peut imaginer que les pions, kaons, etc qui sont produits dans les interactions h-h, h-A, B-A proviennent d'un volume de hadronisation. L'interférométrie [24] donne une mesure de la distribution spatiale des pions, etc au point de leur dernière diffusion qui est, en moyenne, en dehors du volume d'hadronisation. Si on pouvait faire de l'interférométrie avec

des photons produits directement dans le volume de l'interaction, on aurait une mesure direct de ce volume.

Supposons que nous mesurons deux bosons identiques avec quadri-moments k_1 et k_2 et provenant de deux points dans l'espace-temps x_A et x_B . Soit nous avons la combinaison $\psi_{1A}\psi_{2B}$ ou $\psi_{1B}\psi_{2A}$, où, par exemple,

$$\psi_{1A} = \exp(-i k_1 x_A + i a)$$

Pour des bosons identiques, nous devons symétriser:

$$A_s = 1/\sqrt{2} [\psi_{1A}\psi_{2B} + \psi_{1B}\psi_{2A}]$$

ou

$$|A_s|^2 = 1 + \cos[(k_1 - k_2)(x_A - x_B)]$$

Si il n'y a pas symétrisation (par exemple, particules non-identiques ou particules de deux événements différents), nous avons $|A_{ref}|^2 = 1$. Pour faire une comparaison correcte, les particules doivent avoir les mêmes corrélations dynamiques; par exemple, la comparaison de $\pi^+\pi^+$ avec $\pi^+\pi^-$ devrait être faite avec prudence car la deuxième combinaison comporte des effets de résonances.

Donc, pour deux points dans l'espace-temps, nous attendons pour le rapport, $R = |A_s|^2 / |A_{ref}|^2$,

$$R(k, x) dx = 1 + \cos[(k_1 - k_2)(x_A - x_B)]$$

Supposons que nous ayons i particules identiques avec une distribution, $f(x_1)$, dans l'espace-temps. Dans ce cas, nous avons

$$R(k) = \int \{1 + \cos[\Delta k(x_1 - x_2)]\} f(x_1) f(x_2) d^4 x_1 d^4 x_2$$

En particulier, supposons que $f(x)$ soit Gaussienne:

$$f(x) \approx \exp[-0.5(r/r_0)^2] \exp[-0.5(t/\tau)^2]$$

Nous obtenons:

$$(2) R(q, E) = C \{1 + a \exp[-(\beta q^2 + \gamma E^2)]\}$$

où q et E représentent les impulsions et énergies relatives, et où $r_0 = 0.197/\beta$ fermi et $\tau = 0.197/\gamma$ fermi. Le paramètre a mesure le degré de corrélation: $|a| \leq 1$.

La figure 20 montre un exemple [25] de R vs q_T (moment transverse relatif) avec q_L (moment longitudinal relatif) < 0.30 GeV/c. L'ajustement de (2) aux données a été fait avec $\gamma = 0$.

b) Déterminations expérimentales du volume dans l'espace-temps

Nous présentons dans la table 1, les différents résultats expérimentaux (voir références dans [25]) pour le volume d'interaction qui intervient dans les interactions électron-positron, proton-proton, proton-noyau, et noyau-noyau.

TABLE 1	R (fm)	c_r (fm)
<u>e⁺e⁻</u>		
dimensions moyennes du volume		
Région T	0.91±0.03	fixé à 0
Région cont.	0.77±0.05	fixé à 0
<u>pp</u>		
dimensions moyennes du volume		
	1.66±0.04	1.02±0.18
dimensions du volume pour les événements à basse multiplicité=4		
	1.5±0.1	
dimensions du volume pour les événements à haute multiplicité=8		
	2.1±0.3	
dimensions longitudinales et transverses		
longitudinale	1.02±0.08	0.62±0.25
transverse	1.74±0.11	1.04±0.28
<u>pXe</u>		
dimensions moyennes du volume		
	1.53±0.13	0.93±0.16
dimensions longitudinales et transverses		
longitudinale	0.82±0.05	0.94±0.16
transverse	1.58±0.12	0.89±0.17
<u>aa</u> (en parenthèses, les valeurs pour KK)		
dimensions du volume pour les événements à basse multiplicité=6		
	(1.0±0.6)	
dimensions du volume pour les événements à haute multiplicité=15		
	2.6±0.4 (2.2±0.6)	
<u>Nb-Nb</u>		
dimensions moyennes du volume		
	3 - 5	fixé à 0

Il est apparent que le rayon moyen de la source augmente en passant de e⁺e⁻ → p-p → p-A → B-A, c'est-à-dire <1 → 1.5 → 1.5 → 3-5 fm. Ceci indique que le volume d'interaction augmente, ce qui est nécessaire pour la thermalisation et montre l'intérêt des interactions d'ions lourds.

VI- PROGRAMMES EXPERIMENTAUX

1 - CERN-SP5

e) Programme 1986 avec un faisceau d'oxygène (225 GeV/nucléon)

i) Contraintes dues aux distribution du faisceau et l'intensité

Nous faisons le résumé suivant d'un séminaire de Henry Atherton.

L'intensité prévue de la source est $5 \times 10^8 \text{ O}_8^{8+}$ ions/pulse mais en comptant les inefficacités, nous devons prendre plutôt le chiffre 10^8 . La taille du faisceau est $1\text{mm} \times 1\text{mm}$ mais celle-ci peut être ajustée en gardant la même surface; voir chapitre III.3 pour voir pourquoi ceci est intéressant. La source d'ions et l'étage de préaccélération (fournis par Darmstadt/Berkeley) arrivent au CERN au début 1986. A 225 GeV/c/nucléon, le pourcentage du temps de faisceau est 22%, tandis qu'à 200 GeV/c/nucléon, ce pourcentage augmente à 33% avec 5 sec. de faisceau et 10 sec. de temps mort.

Les essais de la machine seront terminés vers l'été (1986); il n'y aura probablement pas de temps de faisceau pour les expériences. Vers la fin de la période "cible fixe 1986", il y aurait 10 + 17 jours de temps de faisceau pour les expériences, probablement avec de hautes énergies au début, suivies d'énergies plus basses.

Des faisceaux simultanés peuvent exister dans les Aires, Nord et Ouest, mais il y a des contraintes dans chaque aire, en supposant qu'il n'y aura pas de nouveaux séparateurs de faisceau. Pour l'Aire Nord, voir la figure 21a. Il est apparent que, par exemple, les faisceaux H2, H8 et H10 peuvent fonctionner de manière simultanée. Par contre, une contrainte importante pour l'Aire Ouest est apparente sur la figure 21b: il faut faire un choix entre les faisceaux H1 et H3.

ii) Expériences

Il y a, à ce moment, sept expériences qui sont acceptées, une qui est proposée, et une qu'on a l'intention de proposer. Voir table 2.

TABLE 2

APPAREILLAGE	CODE	SIGNAL	VARIABLE
<u>Aire Nord</u>			
Streamer Chamber ...	NA35/PS-P53	étrange	$dN/d\eta$, E_T , Volume
TPC	NA36/P196	baryons étrange anti-baryons	E_{avant}
NA34	NA34-2/P203	$dN(\text{ident})/dy$ dE/dy dimuons photons mous s-sbar	$E_T(\eta, \phi)$ E_T^{total} multiplicité $\langle Z^2 \rangle$ Volume
NA10	I-157	dimuons	$dN/d\eta$, $E_{\text{em}}(\text{tot})$
<u>Aire Ouest</u>			
Plastic Ball/Wall ..	WAB0/PS-P53	photons	dN/dy
Ω'	P206	étrange	multiplicité(haut p_t) E_{avant}
<u>Emulsions, etc</u>			
Emulsion	ENU01/P198		$dN/d\eta$
Lexan plastique.....	ENU02/P201	$q=1/3, 2/3$	
Emulsion	ENU03/P207		

Voir les propositions pour les détails.

2 - BROOKHAVEN

Il y a dans ce laboratoire un intérêt grandissant pour les interactions d'ions lourds ultra-relativistes. Il existe un "Heavy-Ion Users Group" qui est très actif.

a) Programme 1986 avec un faisceau de soufre (A=32) (15 GeV/nucléon)

En juin 1986, le AGS sera équipé avec un injecteur d'ions de S^{32} . Il y a déjà plusieurs expériences en vue:

- E802- Un spectromètre à bras magnétique avec compteurs Cerenkov et verre au plomb, pour mesurer les spectres de $p\pi$, $\pi\pi$, $K\pi$, ϕ , deuton et anti-deuton, α et anti- α en fonction de la multiplicité chargée et de l'énergie électromagnétique. L'interférométrie avec les p , π et K sera étudiée.
- Spectromètre pour observer des photons, avant-arrière, d'une cible interne.
- Spectromètre pour observer des Λ polarisés.
- Spectromètre pour observer des amas instables et exotiques.

b) Extension probable à un faisceau d'or (A=197)

En 1988, le AGS sera probablement équipé avec un injecteur d'ions de Au^{197} . Ceci requiert la construction d'un "booster", un anneau de 1 GeV/c qui coûterait \$25M.

c) Possibilité de ISABELLE --> CBA --> RHIC (1992)

Le laboratoire de Brookhaven prépare une proposition d'un anneau de collisions pour les ions lourds, appelé le "Relativistic Heavy Ion Collider", RHIC. En ≥ 1992 , le tunnel d'ISABELLE pourrait être équipé avec un collisionneur de noyau-noyau à 100 GeV/nucléon pour chaque faisceau. La luminosité pourrait être de l'ordre de 10^{27} pour Au. Des groupes de travail étudient les détecteurs possibles. Pour le moment, les détecteurs suivants sont envisagés:

- Un spectromètre à 4π pour mesurer le flux d'énergie avec une ouverture de petite angle solide pour l'analyse des spectres de particules simples.
- Un spectromètre à paire de μ .
- Un spectromètre magnétique avec une grande angle solide et un champ magnétique de 2T.

3 - BERKELEY

Le laboratoire LBL va probablement proposer la construction d'un mini-collisionneur de 2 GeV/nucléon pour chaque faisceau. La luminosité serait de l'ordre de 10^{23} . Les faisceaux pourraient aller jusqu'à U^{238} en nombre atomique.

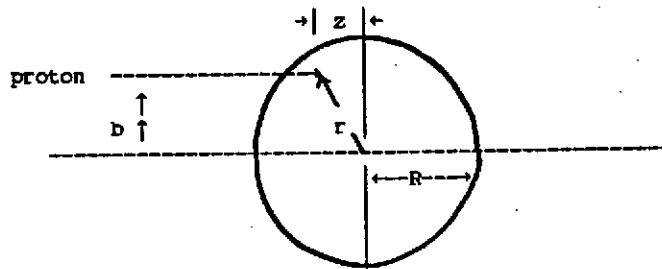
VII- CONCLUSIONS

1. L'environnement expérimental des interactions ultra-relativistes noyau-noyau est extrêmement complexe avec des fragments spectateurs du faisceau et de la cible s'ajoutant à une haute multiplicité de particules produites dans l'interaction.
2. Nous n'avons que de guides qualitatifs pour les sondes du plasma de quark et gluons prédit par QCD sur réseau. Même la meilleure région de rapidité n'est pas connue. Pour prouver que nous avons une signature, il faudrait au moins avoir une mesure de la densité d'énergie.
3. Ces interactions forment un champ d'exploration nouveau et prometteur, mais qui a peu de guides théoriques. On doit donc construire son expérience et son programme expérimental d'une manière flexible et variée pour pouvoir explorer les différentes régions cinématiques et les différentes sondes.

L'enjeu est de taille: dans la région non-perturbatives de QCD, nous examinons le confinement et nos notions du vide physique. Depuis au moins les expériences de Michelson-Morley et de Lamb, le vide physique est toujours à la frontière de nos connaissances.

VIII- APPENDICE A: Calcul de la section efficace p-A

Supposons qu'un proton incident dans la direction z ait un paramètre d'impact b:



La quantité de matière que le proton rencontre est:

$$D(b) = 1/A \int \rho(r) dz$$

où $\rho(r) = \rho_0 / \{1 + \exp[(r-R)/a]\}$

En faisant l'hypothèse raisonnable que les nucléons de la cible sont indépendants, la section efficace de la réaction est [26]:

$$(3) \sigma_{pa}^r = \int d^2b \{1 - \exp[-\sigma_{pp}^r * D(b)]\}^A$$

Pour une comparaison avec les données expérimentales, voir la table 3 où $\sigma_{pp}^r = 30$ mb a été utilisé.

TABLE 3	A	σ (mesuré)	σ (éq.3)
	C	223.5 \pm 5	274 \pm 15
	Cu	769 \pm 16	813 \pm 33
	Pb	1747 \pm 37	1859 \pm 78

Définissons n=nombre de collisions du proton incident, ayant une distribution Poissonienne avec moyenne $\langle m \rangle = \sigma_{pp}^r * D(b)$:

$$P(n) = \int d^2b \langle m \rangle^n \exp(-\langle m \rangle) / n!$$

Calculons la valeur moyenne de n $\langle \nu \rangle$:

$$\begin{aligned} \langle \nu \rangle &= \int n * P(n) * dn / \int P(n) * dn = A * \sigma_{pp}^r / \sigma_{pa} \\ &= 31.4 * A / 38.5 * A^{0.72} = 0.82 A^{0.28} \\ & (= 3.6 \text{ for } A=195) \end{aligned}$$

Donc le nombre de nucléons participants est $\langle \nu \rangle + 1$.

IX- APPENDICE B: Quelques indications de comportement hydrodynamique

Les modèles hydrodynamiques [2,4] prédisent que les collisions centrales de noyaux aux énergies ultra-relativistes procèdent par un cycle de compression et expansion de la matière hadronique, avec une première étape d'empilement des densités nucléoniques du projectile et de la cible, suivie par une expansion vers l'étape finale de condensation (i.e. hadronisation). Ces modèles prédisent des densités plusieurs fois celles de la matière nucléaire ordinaire à la fin de l'étape de compression. Par contre, les modèles basés sur des cascades successives de nucléons non-corrélés à l'intérieur des noyaux [27] tiennent compte d'aucune compression et, par définition, excluent toutes interactions collectives.

Jusqu'à très récemment, il n'y avait aucune indication expérimentale pour l'interprétation hydrodynamique. Une distinction claire entre les modèles dynamiques, hydrodynamique ou cascade, est donné par la prédiction de la distribution des impulsions des nucléons produits dans l'interaction dans le centre de masse de la boule de feu. Le modèle de cascade prédit une orientation avant-arrière, en forme de cigare, tandis que le modèle hydrodynamique [28] prédit une déflexion vers le côté du flux incident pour des paramètres d'impact finis et, dans la limite de paramètre d'impact nul, une distribution en forme de boule.

Récemment, les résultats d'une expérience [29] ont été interprétés comme évidence pour le modèle hydrodynamique. Les réactions $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ et $^{93}\text{Nb} + ^{93}\text{Nb}$ à 0.4 GeV/nucléon ont été étudiées au BEVALAC avec le spectromètre "Plastic Ball". On a fait une analyse en sphéricité dans laquelle un poids, w_k , a été attribué à chaque particule k dans l'événement pour que les particules composites (par exemple, α) ont le même poids par nucléon que les nucléons individuels à la même vitesse:

$$F_{ij} = \sum_k (p_i)_k (p_j)_k w_k$$

où $(p_i)_k$ correspond dans le centre de masse à l'impulsion normalisée de chaque trace, k , dans l'événement, i correspondant aux 3 projections.

L'angle de flux des particules est défini pour chaque événement comme l'angle entre le faisceau et l'axe principal du tenseur diagonalisé de sphéricité, F_{ij} . La distribution différentielle de cet angle est montré dans figure 22a en fonction de la multiplicité séparément pour ^{40}Ca et ^{93}Nb . A multiplicité égale, les données ^{40}Ca et ^{93}Nb sont similaires. Il est clair que l'angle de flux moyen devient non-nul pour les hautes multiplicités, atteintes dans les données ^{93}Nb , comme prédit par le modèle hydrodynamique.

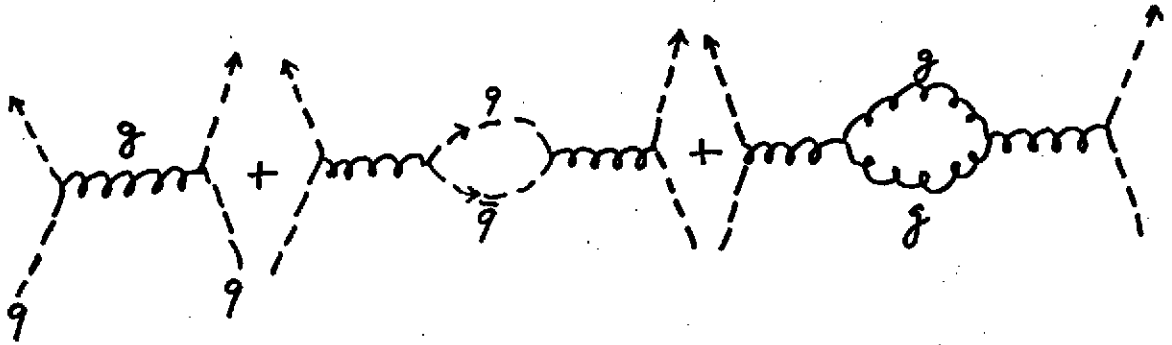
Les données dans la réaction asymétrique Ar+Pb à 0.772 GeV/nucléon montrent également cet effet [30]. Voir figure 22b. En effet, pour les hautes multiplicités de protons produits dans l'interaction, la distribution de l'angle de flux devient presque isotrope.

X- REFERENCES

1. Pour une vue globale, voir, a) M. Jacob et J. Tran Thanh Van (éditeurs), Phys. Rep. 88 (1982) 321; b) G. Baym, Quarks and Nuclear Forces, Springer (1982), 186 ; et c) les comptes rendus des conférences de "QUARK MATTER" de Berkeley (1981), Bielefeld (1982), BNL (1983) et Helsinki (1984).
2. Madeleine Soyeur, cours donné à la 16^e Ecole d'Eté de Physique des Particules de Gif-sur-Yvette, 3-7 septembre 1984.
3. L. Heller, Quarks and Nuclear Forces, Springer (1982) 145.
4. Par exemple, J. D. Bjorken, Phys. Rev. D27, (1983) 140.
5. J. E. Elias et al., Phys. Rev. D22 (1980) 13.
6. S. Schnetzer et al., Phys. Rev. Lett. 49 (1982) 989.
7. L. Schroeder, communication privée.
8. J. Kogut, Int. School of Physics "Enrico Fermi" (1984).
9. J.-P. Pansart, SFS note 96 (NA34).
10. A. Capella et Tran Thanh Van, Phys. Lett. 93B (1980) 46 et 108B (1982) 347.
11. W. Lockman et al., Measurements of the total elastic and inelastic diffraction cross sections..., XVIII Int. Conf. on High Energy Physics, Tbilissi (19xx)
12. a) C. DeMarzo et al., Phys. Rev. D26 (1982) 1019 et b) C. DeMarzo et al., Phys. Rev. D29 (1984) 363.
13. a) H. J. Behrend et al., Nucl. Phys. B218 (1983) 269 et b) Y. Lavagne, thèse de 3^e cycle, Univ. Paris VII (1982) plus les références citées dans ces articles.
14. H. A. Gordon et al., proposition NA34, CERN/SPSC/P203 (1984).
15. a) G. Domokos et J. I. Goldman, Phys. Rev. D23 (1981) 203; b) S. A. Chin, Phys. Lett. 119B (1982) 51; c) J. Badier, G. W. London et M. Winter, CENS preprint, DPhPE 82-11 (1982); d) G. Domokos, Phys. Rev. D28 (1983) 123.
16. S. D. Drell et T. M. Yan, Phys. Rev. Lett. 25 (1970) 66, et Ann. Phys. (1971) 578.
17. a) J. D. Bjorken et H. Weisberg, Phys. Rev. D13 (1976) 1405; b) V. Cerny et al., Phys. Rev. D24 (1981) 652.
18. a) E. V. Shuryak, Phys. Lett. 107B (1981) 103; b) R. D. Pisarski, Phys. Lett. 110B (1982) 155.

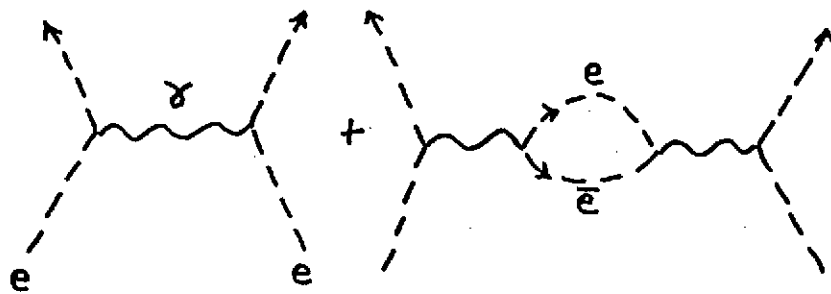
19. a) J. Rafelski et B. Müller, Phys. Rev. Lett. 48 (1982) 1066; b) T. S. Biro et al., Nucl. Phys. A386 (1982) 617.
20. L. D. McLerran et T. Toimela, Phys. Rev. D31 (1985) 545.
21. a) J. Cleymans et R. Philippe, Z. Phys. C22 (1984) 271; b) H.-J. Reusch, Universität Bielefeld preprint BI-TP 84/05 (1984).
22. K. Kajantie et H. Miettinen, Z. Phys. C9 (1981) 341, et Z. Phys. C14 (1982) 356.
23. a) L. Van Hove, CERN TH.3592 (1983); b) M. Gyulassy et al., Nucl. Phys. B237 (1984) 477.
24. S. E. Koonin, Phys. Lett. 70B (1977) 43.
25. Par exemple, T. Akesson et al, CERN-EP-85-12 (1985); voir les références.
26. A. Bialas and W. Czyz, Nucl. Phys. B194 (1982) 21.
27. J. Cugnon et al., Nucl. Phys. A352 (1981) 505; Phys. Rev. C22 (1981) 2094.
28. M. Gyulassy et al., Phys. Lett. 110B (1982) 185.
29. H. A. Gustafsson et al., Phys. Rev. Lett. 52 (1984) 1590.
30. R. E. Renfordt et al., Phys. Rev. Lett. 53 (1984) 763.

$$\alpha = \alpha_0 [1 + F]$$



$$\text{QCD: } F \approx 11 - \frac{2}{3} N_f$$

$$> 0 \quad (N_f \leq 16)$$



$$\text{QED: } F < 0$$

Diagrammes de fluctuations du vide contribuant au premier ordre à la renormalisation de la constante de couplage pour QED et QCD.

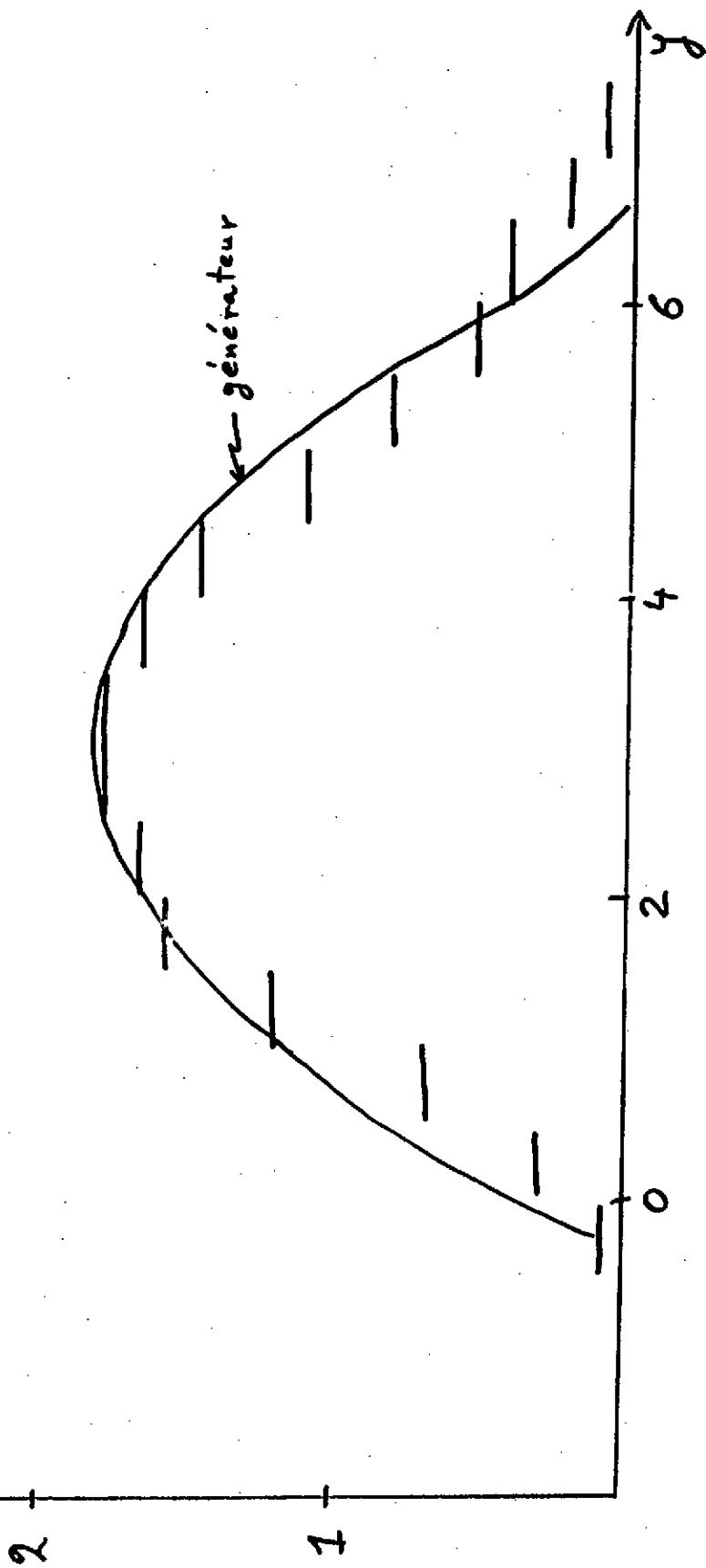
FIG. 1

$$\frac{1}{N} \frac{dN^{\pm}}{dy}$$

p-p à $\sqrt{s} = 20 \text{ GeV}$.

FIG. 2

Distributions différentielles en rapidité des particules chargées pour p-p à $\sqrt{s} = 20 \text{ GeV}$.

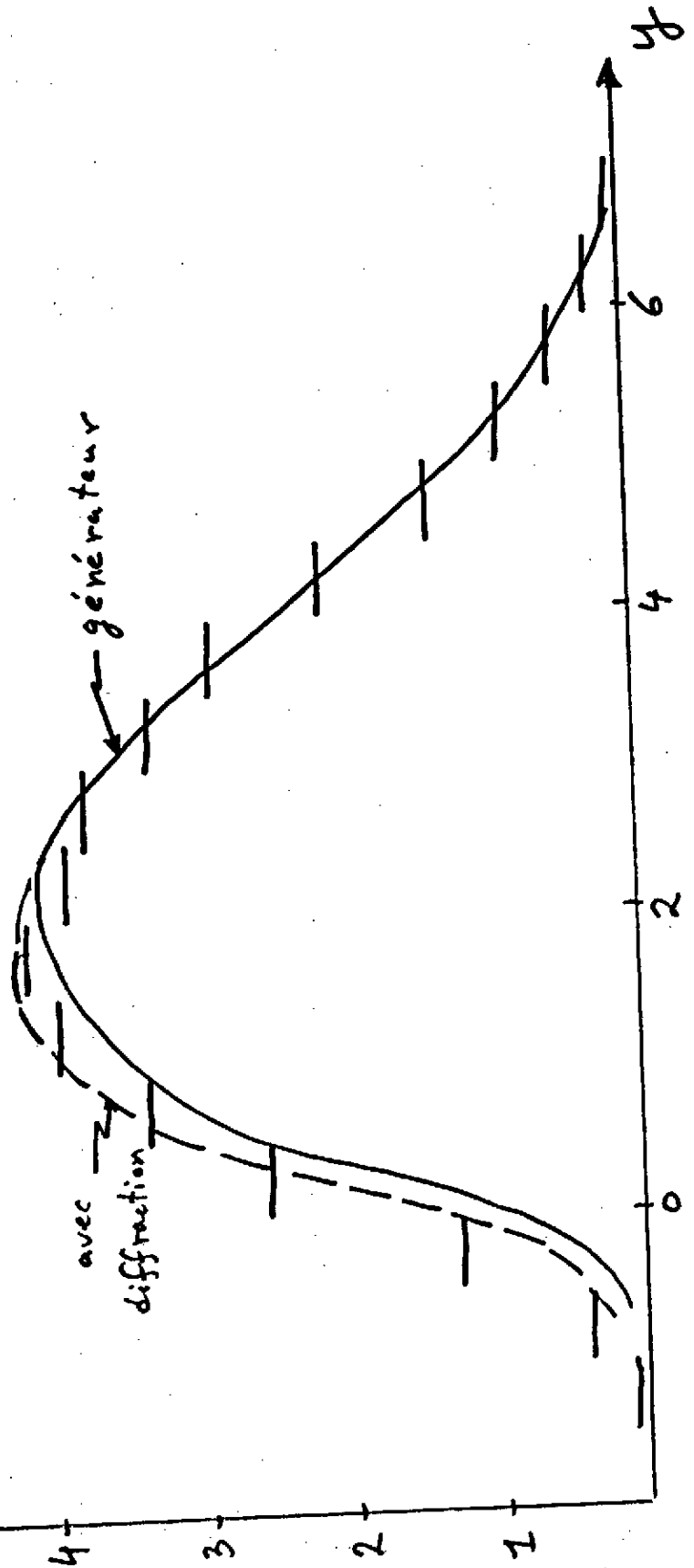


$$\frac{1}{N} \frac{dN^\pm}{dy}$$

p Xe à $\sqrt{s} = 20 \text{ GeV}$

FIG. 3a

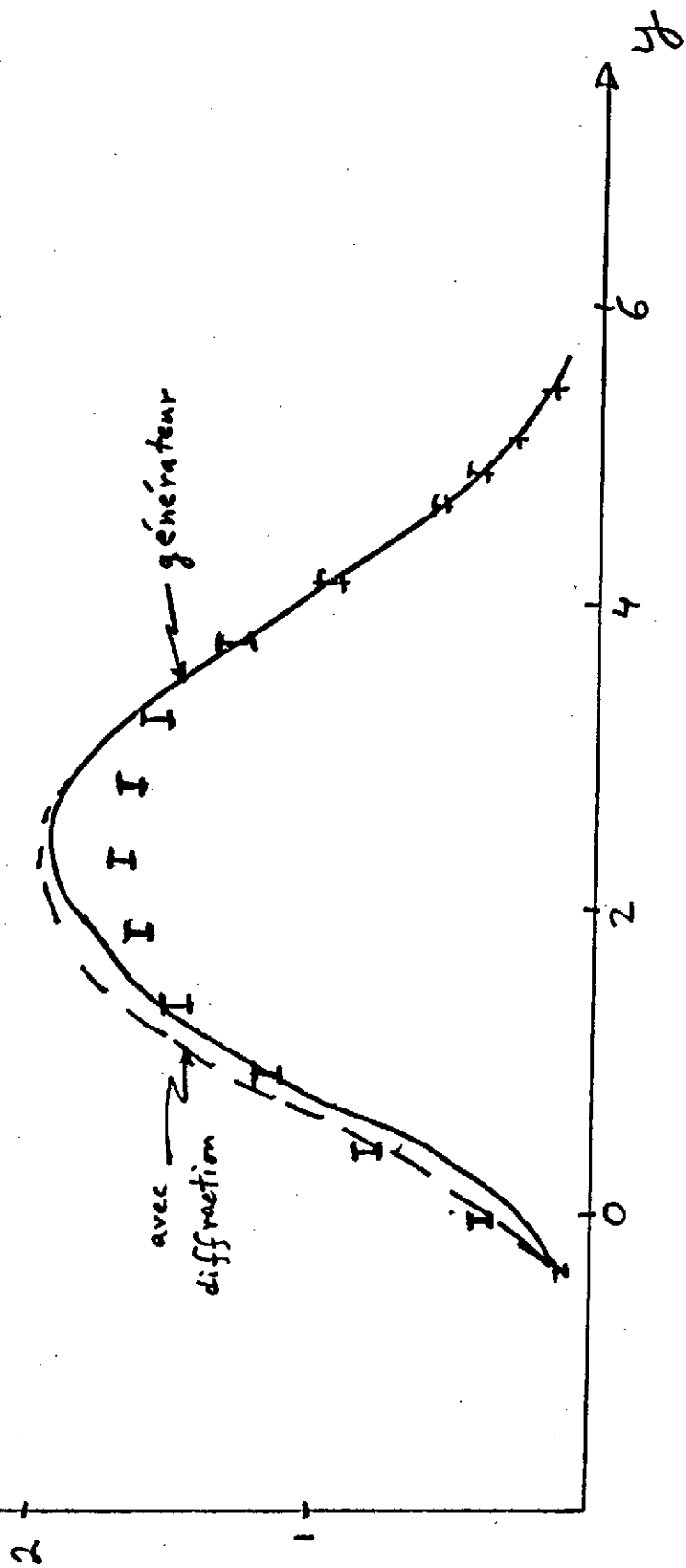
Distributions différentielles en rapidité des particules a) chargées et b) négatives pour p-Xe à $\sqrt{s}=20 \text{ GeV}$.

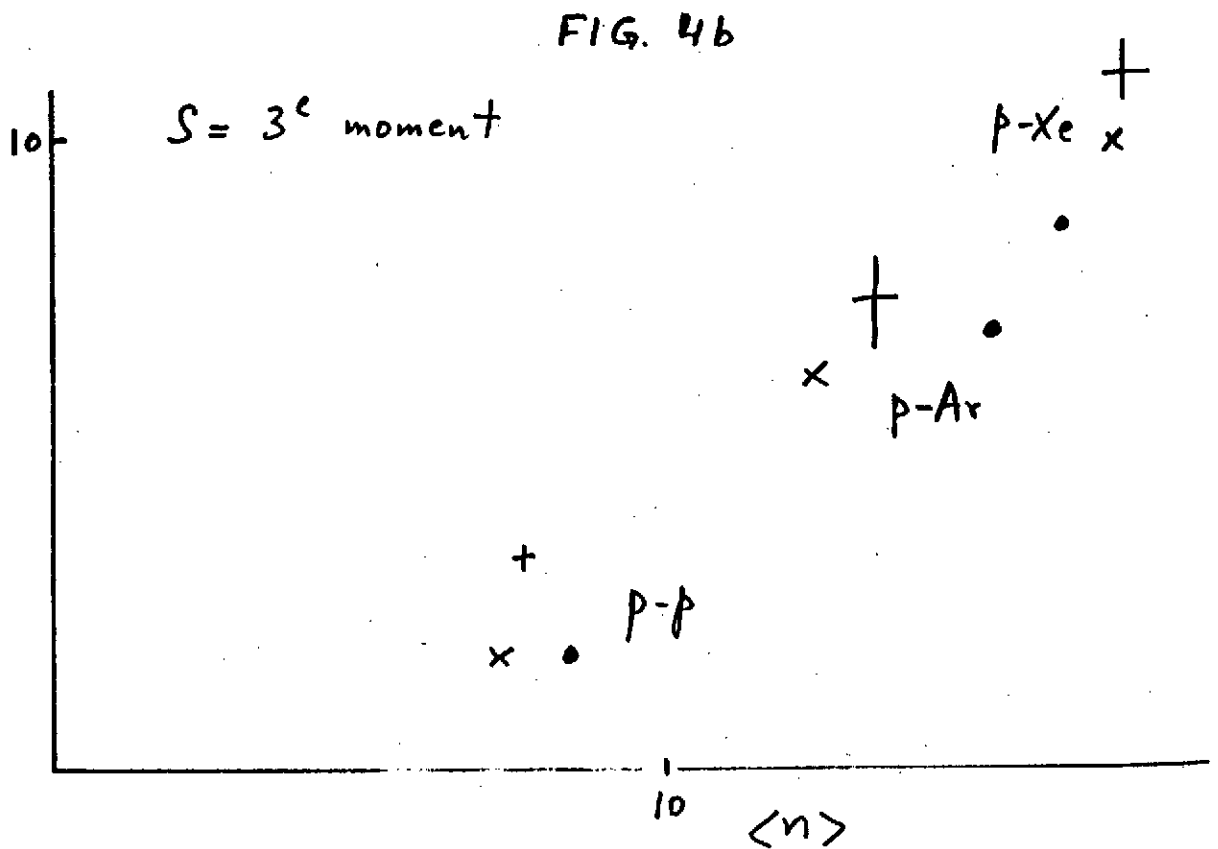
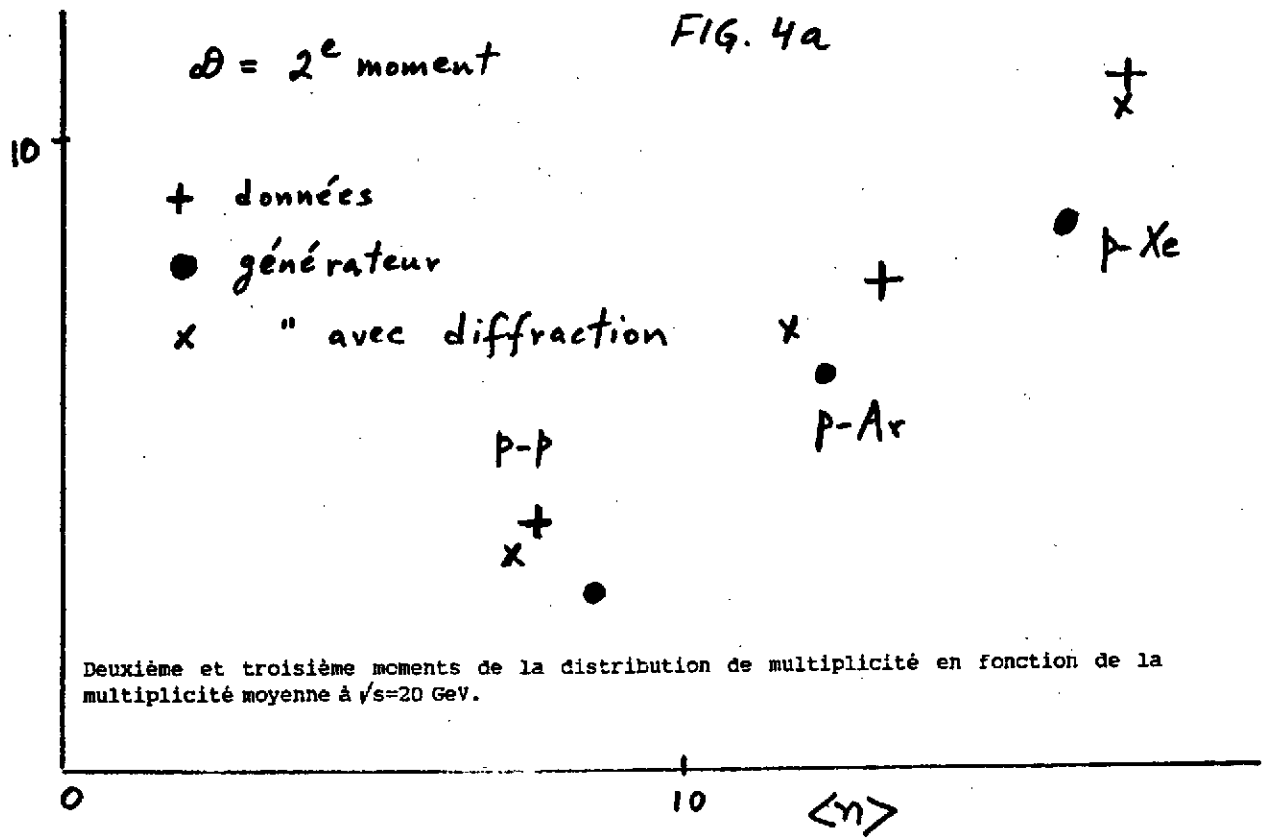


$$\frac{1}{N} \frac{dN}{dy}$$

p Xe à $\sqrt{s} = 20 \text{ GeV}$

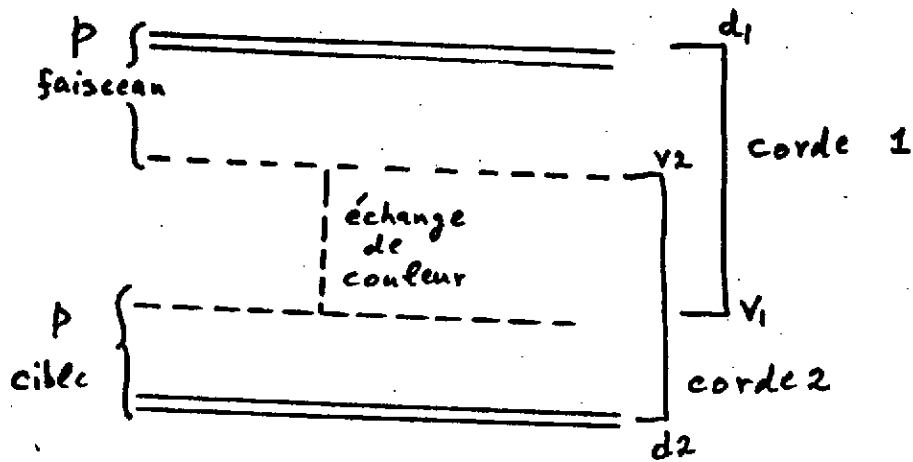
FIG. 3b





Dual Parton Model

p-p



$d =$ diquark
 $v =$ quark de valence

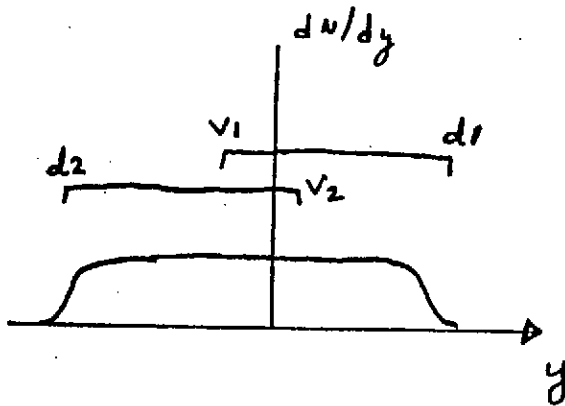


Diagramme de base pour les interactions p-p dans le modèle "Dual parton" (DPM).

FIG. 5

Dual Parton Model p-A

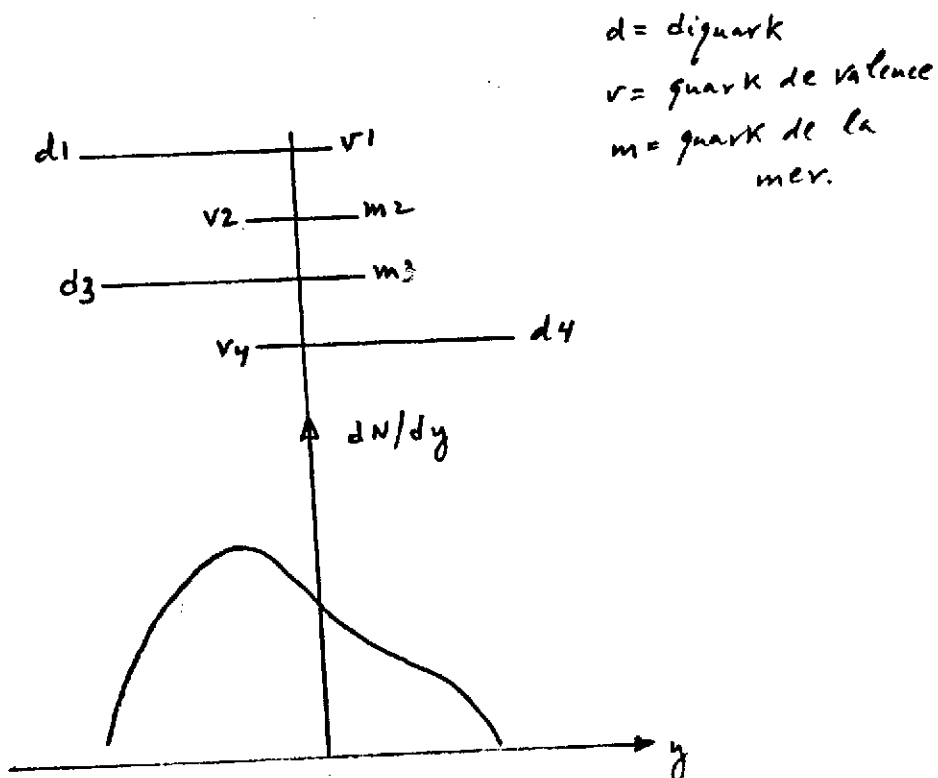
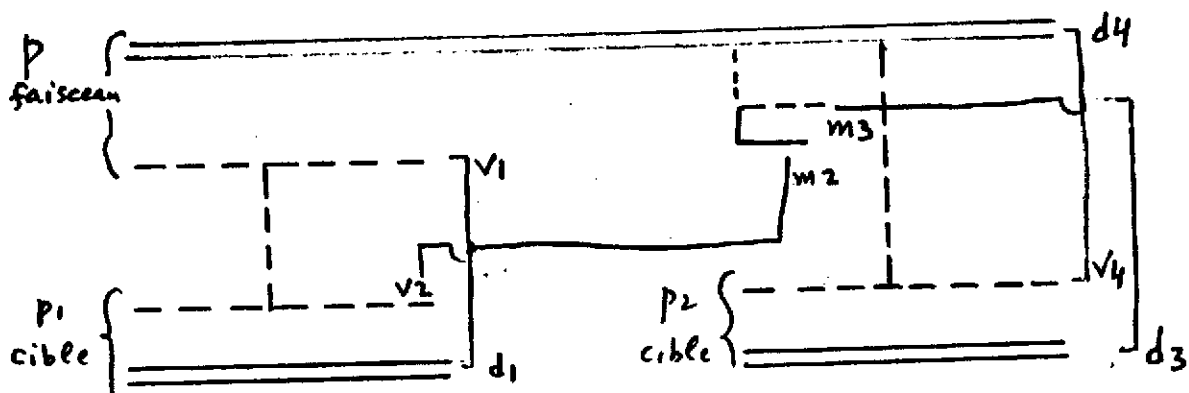
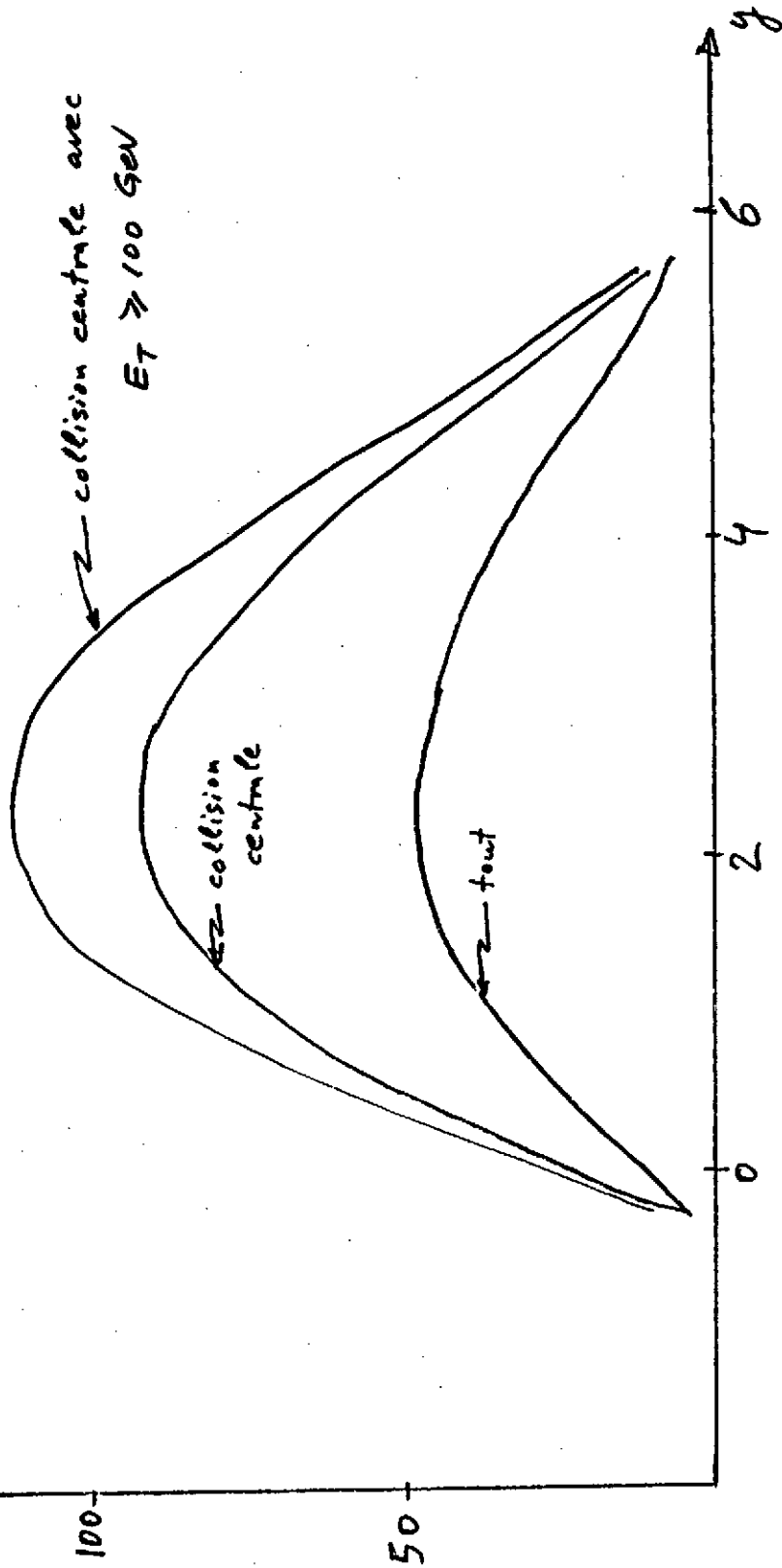


Diagramme de base pour les interactions p-A dans le modèle "Dual parton" (DPM) pour deux collisions.

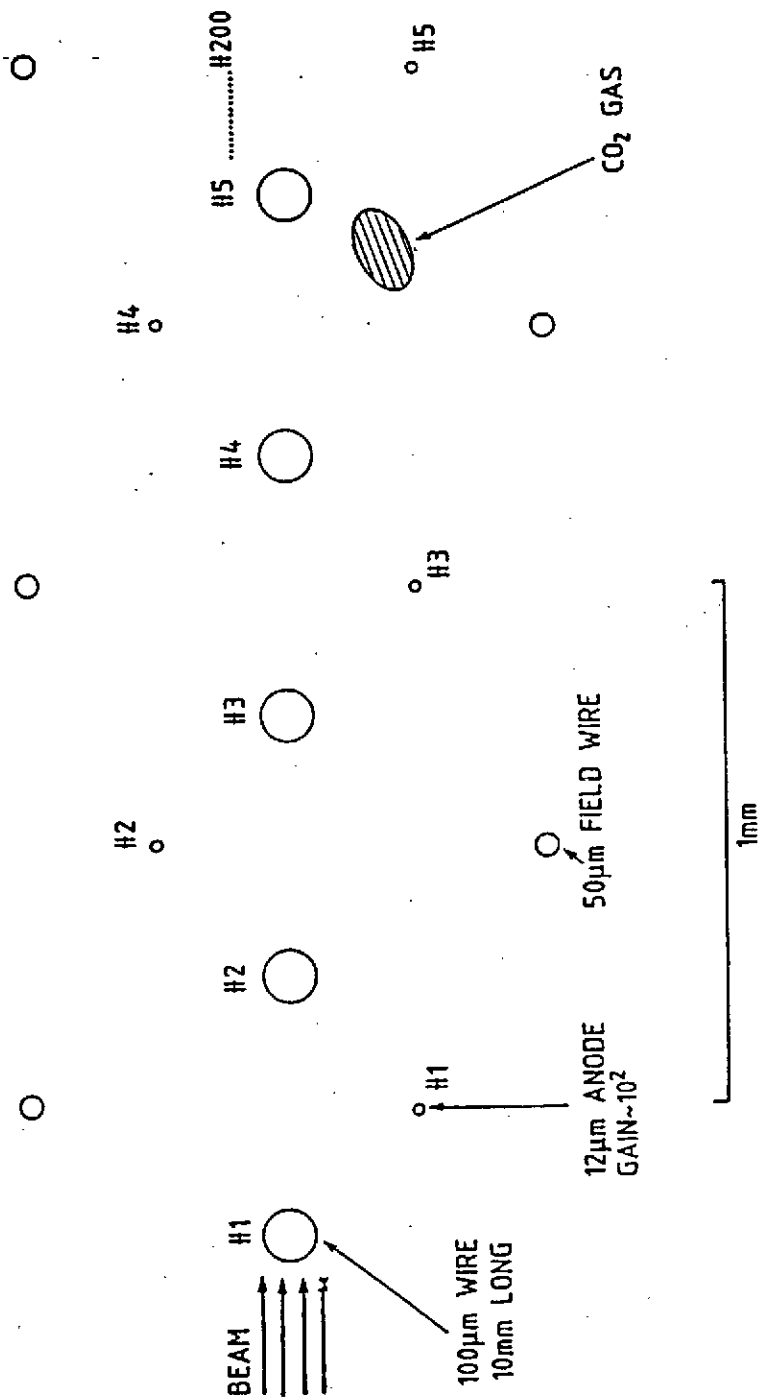
FIG. 6

$\frac{1}{N} \frac{dN}{dy} \pm 0$
 O-Au
 par $\Delta y = 0.5$
 FIG. 7

Distribution en rapidité pour toutes les particules secondaires dans les interactions O-Au à 200 GeV/c/nucléon. Les effets de différentes coupures sont montrés.

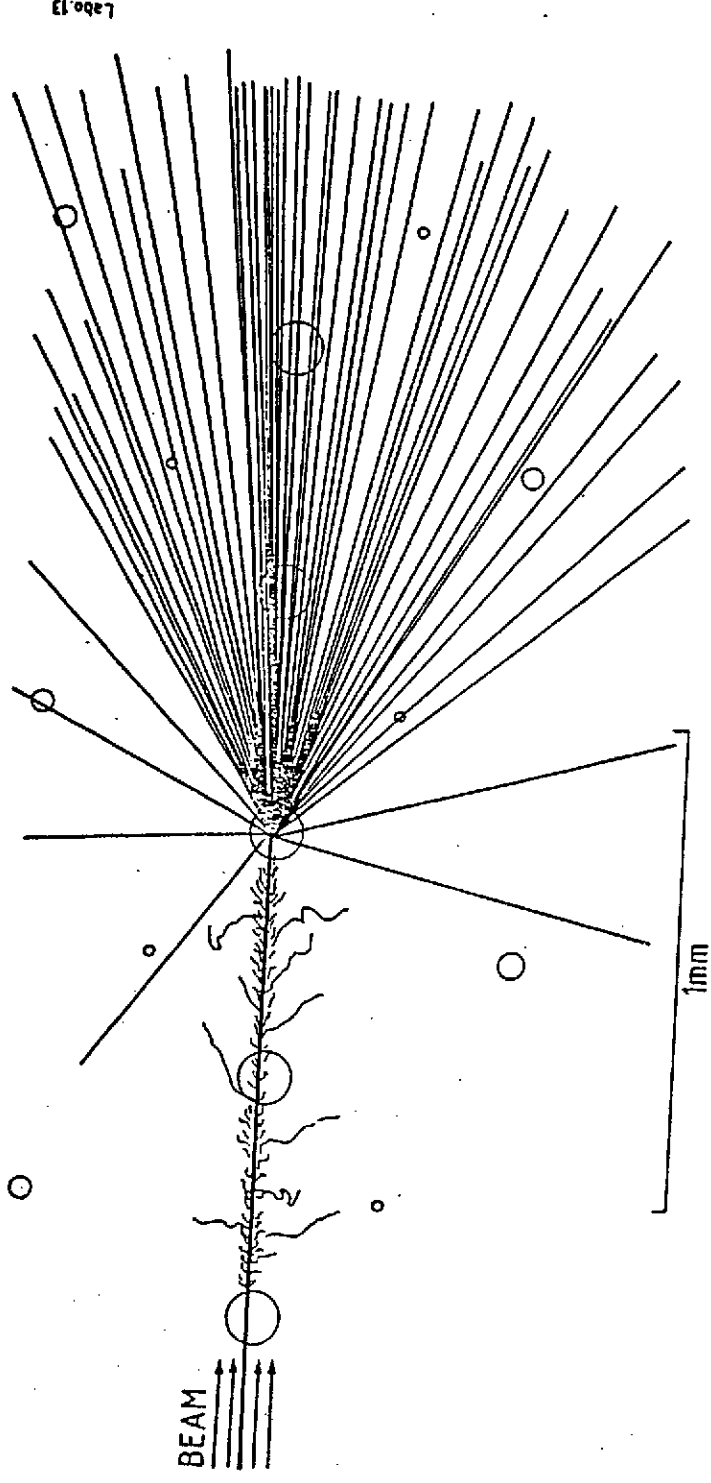


Labo. 13



Cible active de NA34: géométrie.

FIG. 8

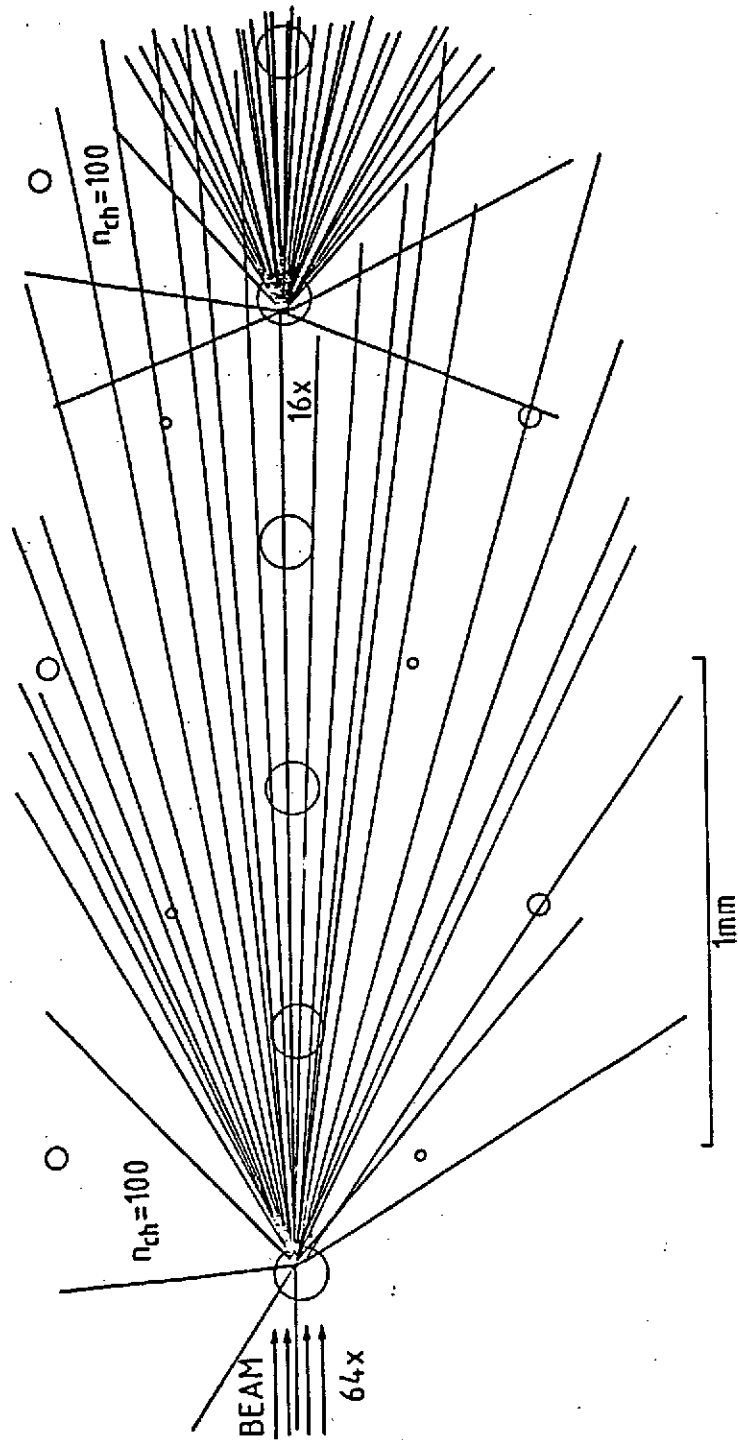


Labo. 13

Cible active de NA34: distribution d'ionisation pour une collision central d'oxygène sur un fils.

FIG. 9

Labo. 13



Cible active de NA34: distribution d'ionisation pour deux collisions sur deux fils différents.

FIG. 10

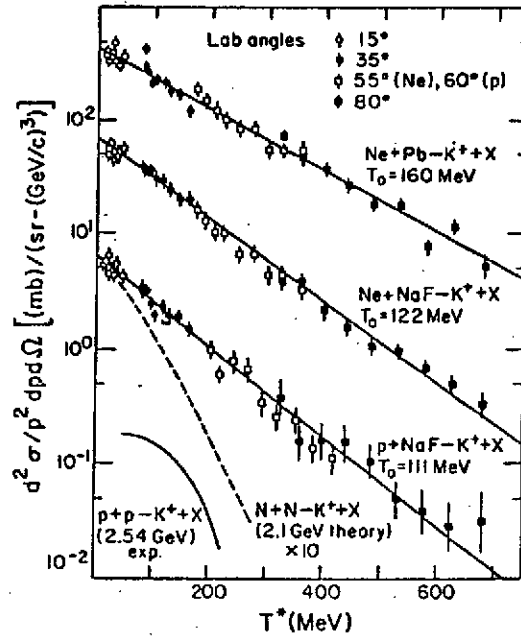


FIG. 11. $d^2\sigma/p^2 dp d\Omega$ vs the kinetic energy of K^+ in the nucleon-nucleon c.m. frame for $Ne+Pb \rightarrow K^+X$, $Ne+NaF \rightarrow K^+X$, and $p+NaF \rightarrow K^+X$. The solid lines represent fits to an exponential energy distribution (see text).

Distribution différentielle en énergie cinétique du K^+ pour les réactions ($Ne+Pb$, $Ne+NaF$, $p+NaF$) $\rightarrow K^+X$.

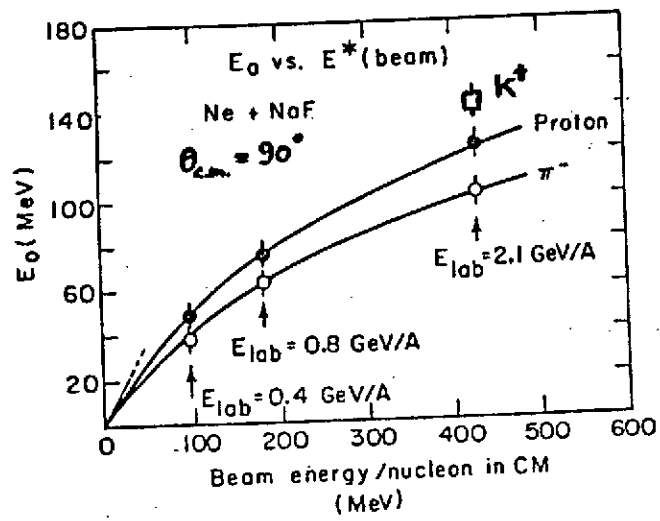
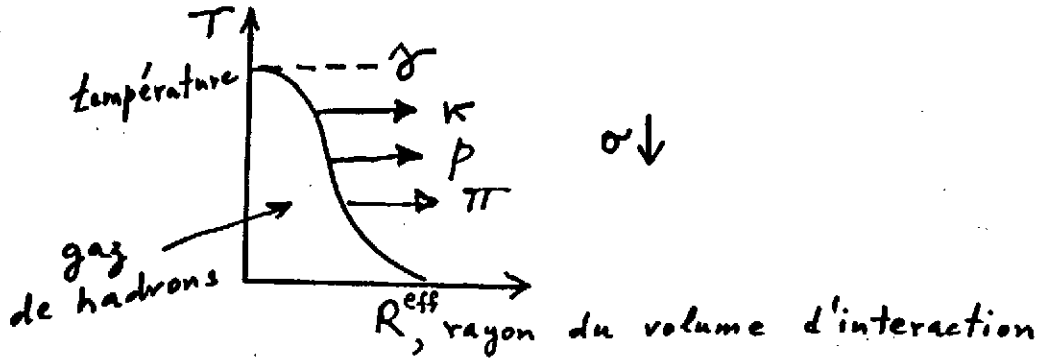


FIG. 12

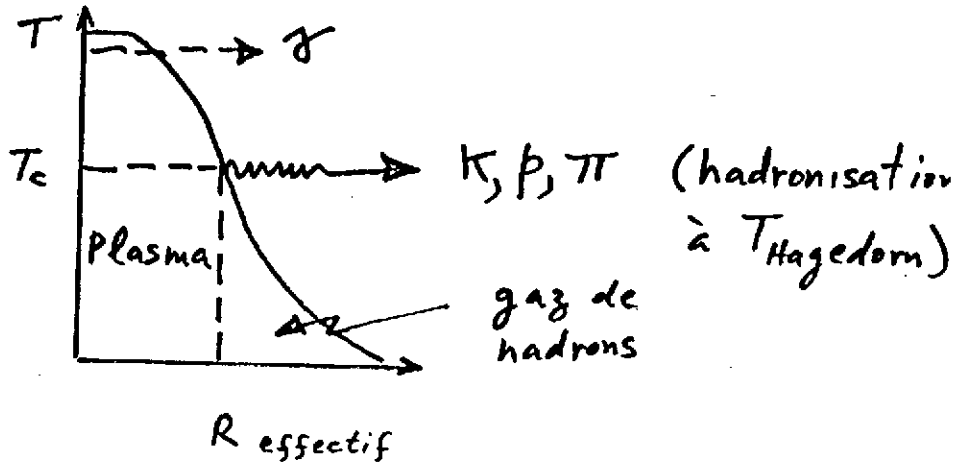
La "température" en fonction de l'énergie du faisceau/nucléon dans le centre de masse pour la production inclusive de hadrons différents.

FIG. 13

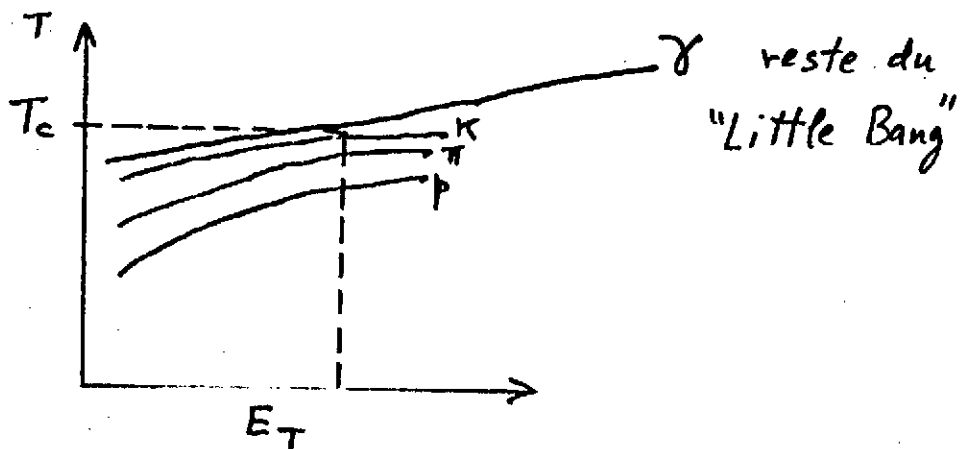
Image instantanée et qualitative de l'interaction $B+A \rightarrow h+X$



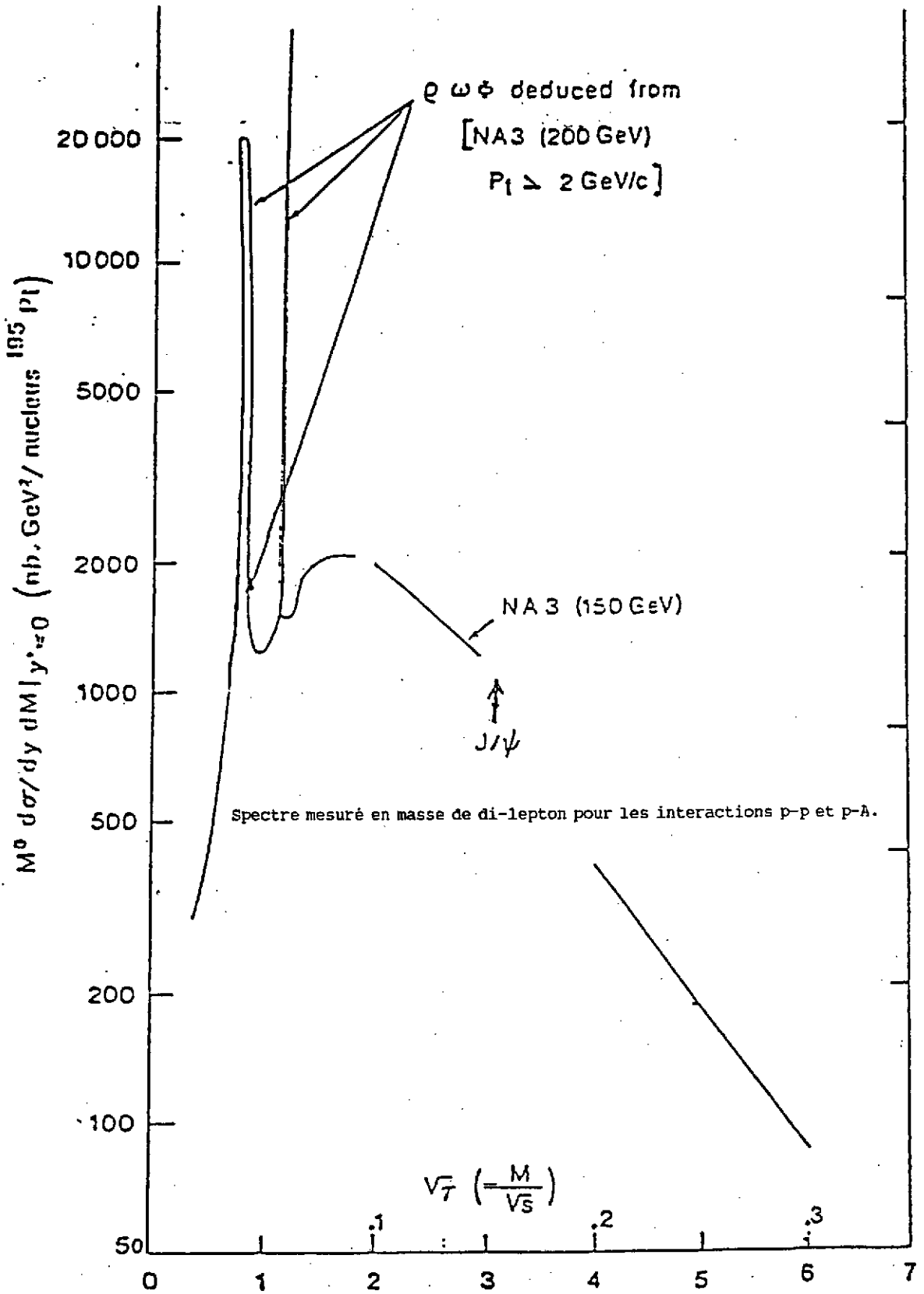
(a) bas E_T , par ex.



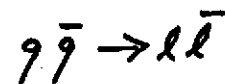
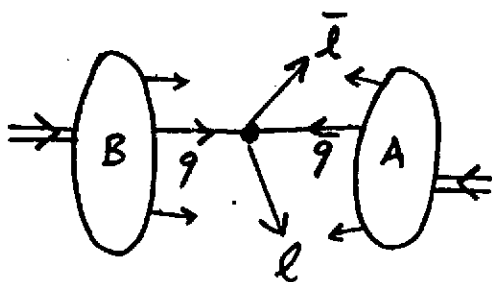
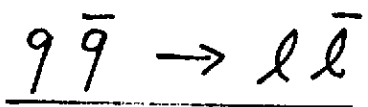
(b) haut E_T , par ex.



(c)

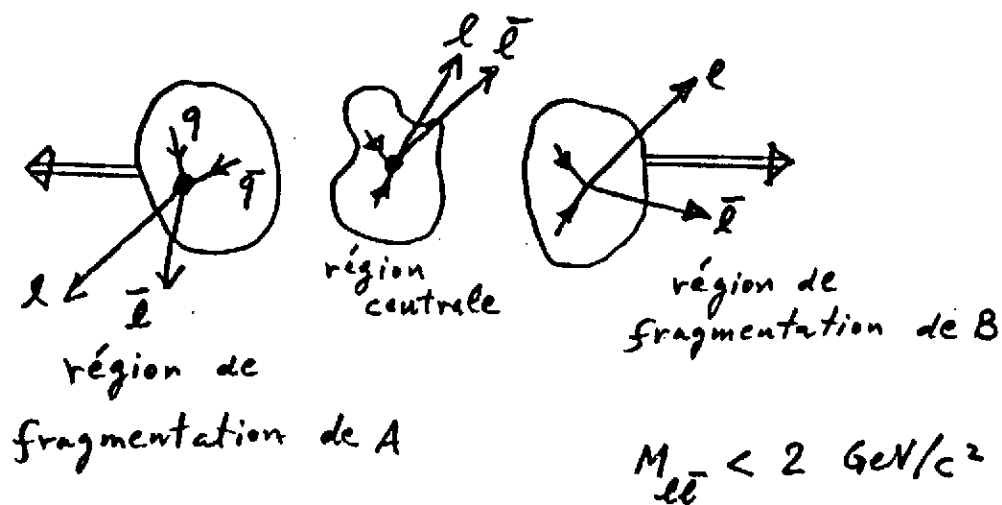


Mass (GeV/c²) for $\sqrt{s} = 20 \text{ GeV}$ Figure 14.



$$M_{l\bar{l}} > 4 \text{ GeV}/c^2$$

DRELL YAN : quarks initiaux



PLASMA : quarks produits

Production de di-leptons par les processus du plasma et de Drell-Yan.

FIG. 15

16. Distribution en rapidité des di-leptons par le processus du plasma dans le centre de masse du plasma pour des masses et températures différentes. Les distributions sont intégrées par rapport à p_{\perp} . [15c]

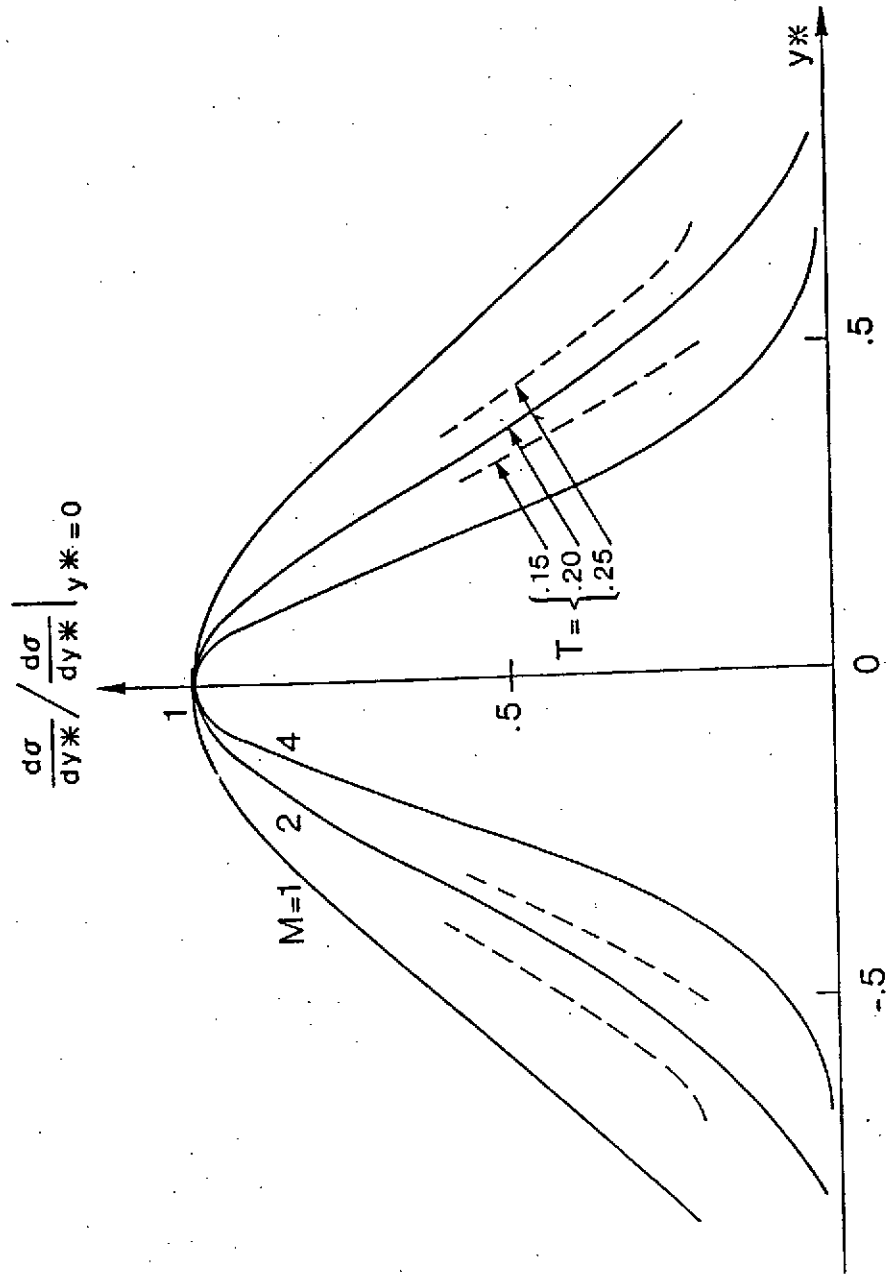
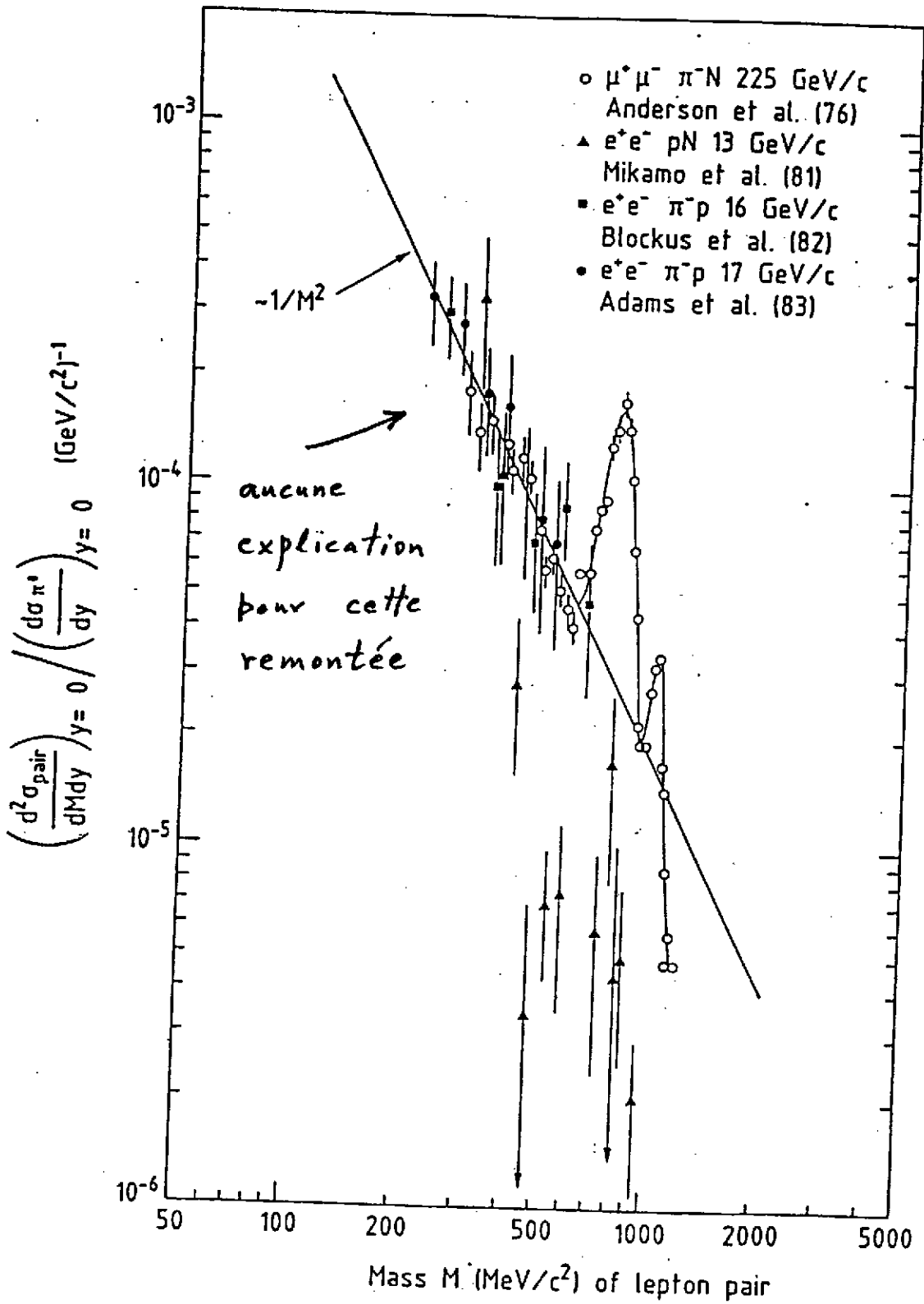
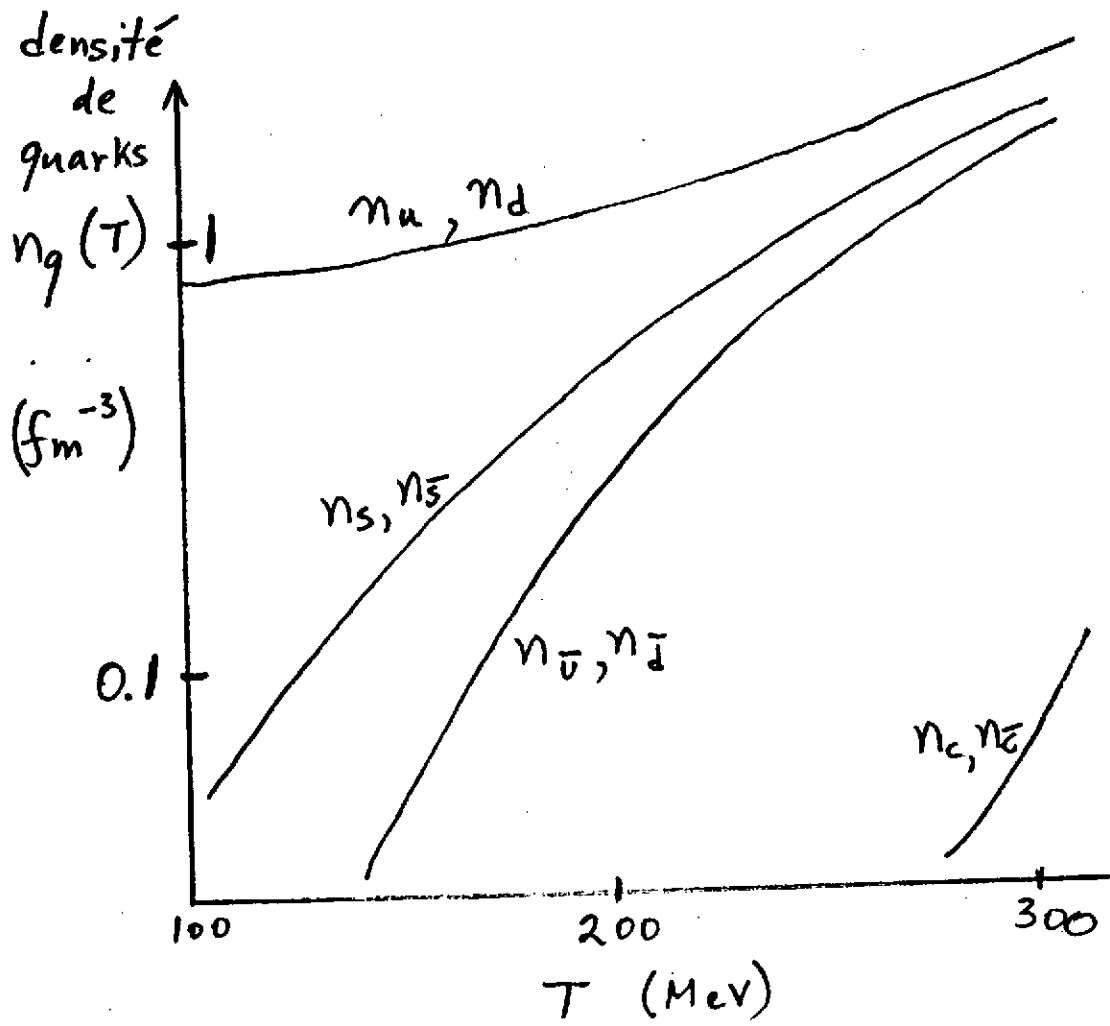


Fig. 16



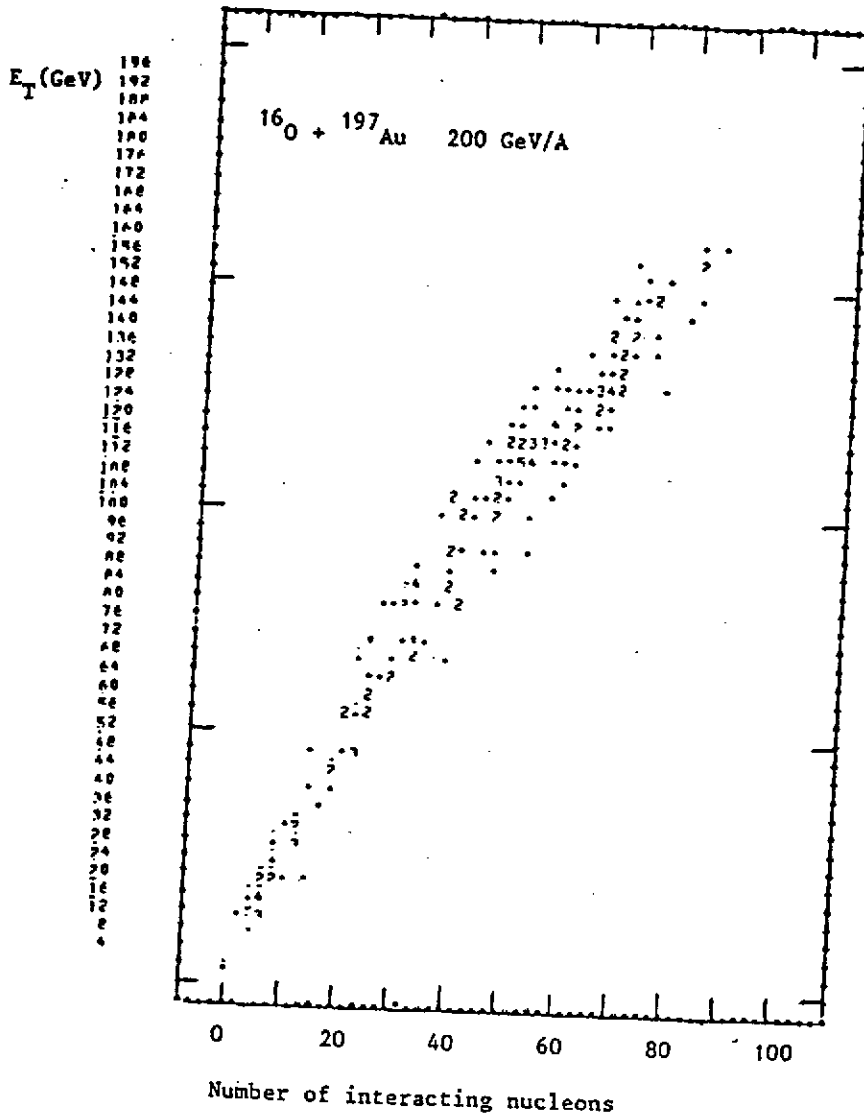
Production anormale de di-leptons dans les interactions p-A.

Figure 17.



Les densités de quarks produits en fonction de la température.

FIG. 18



L'énergie transverse en fonction du nombre de nucléons participants.

Figure 19.

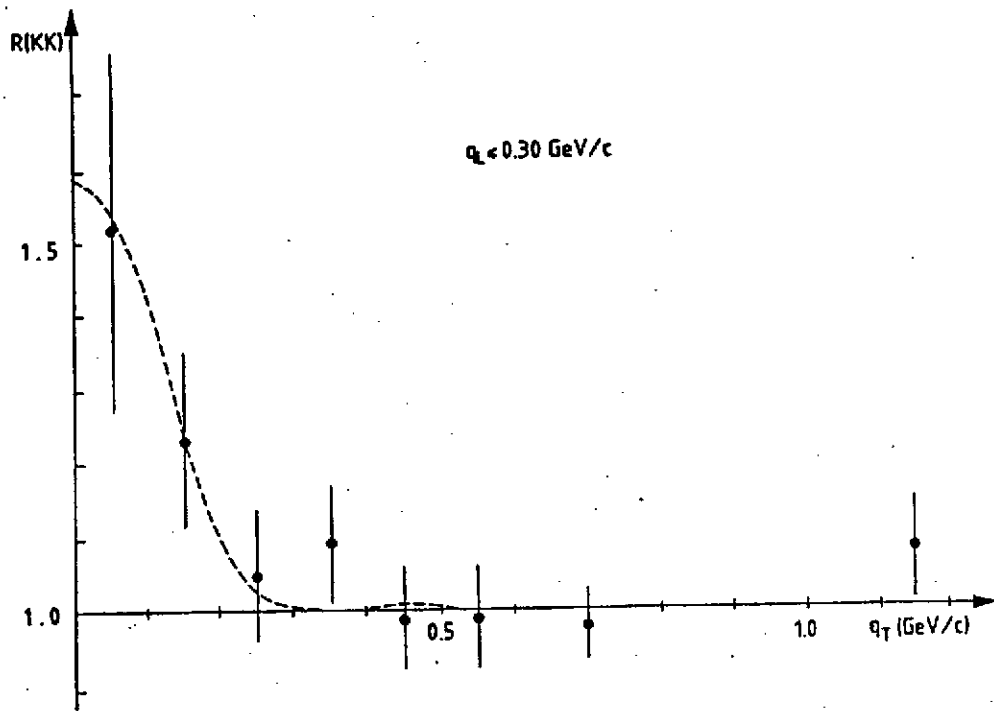


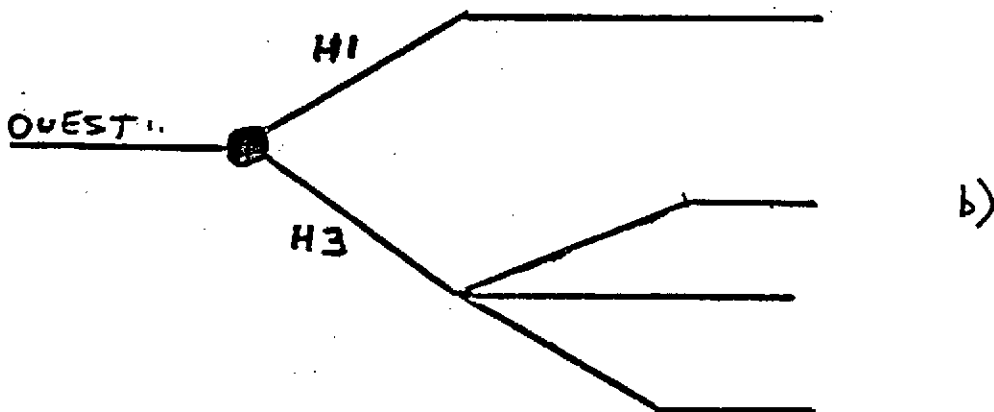
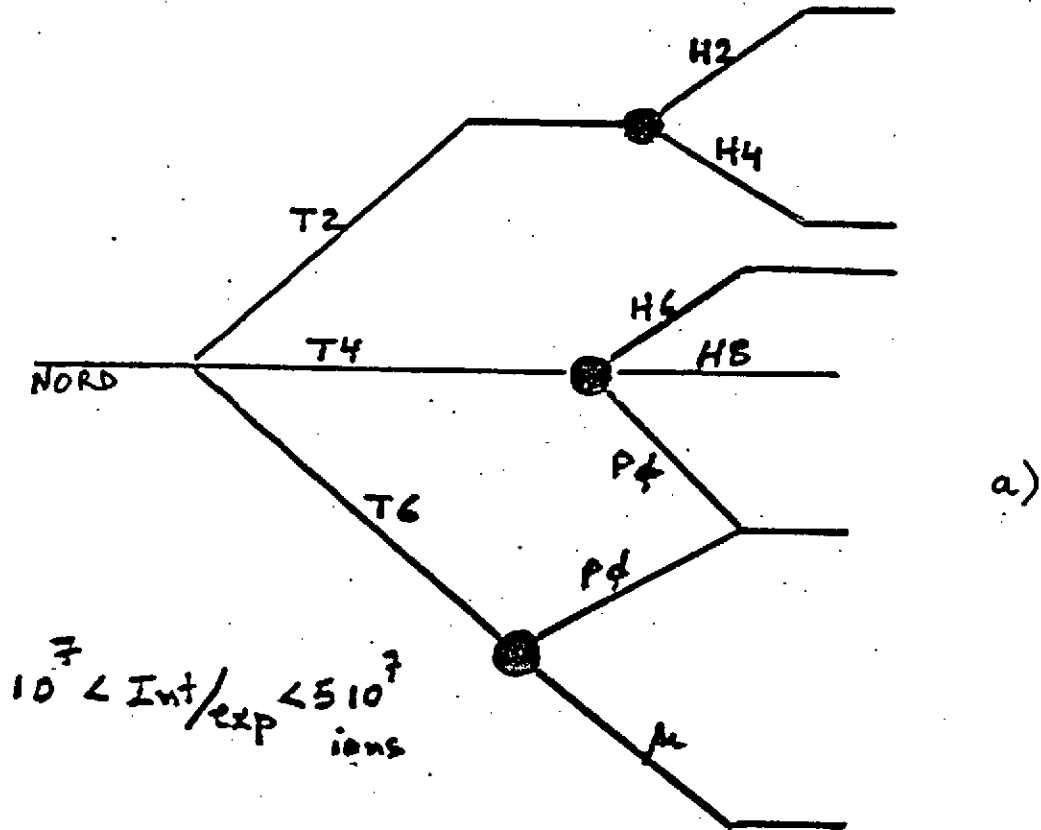
Fig. 20

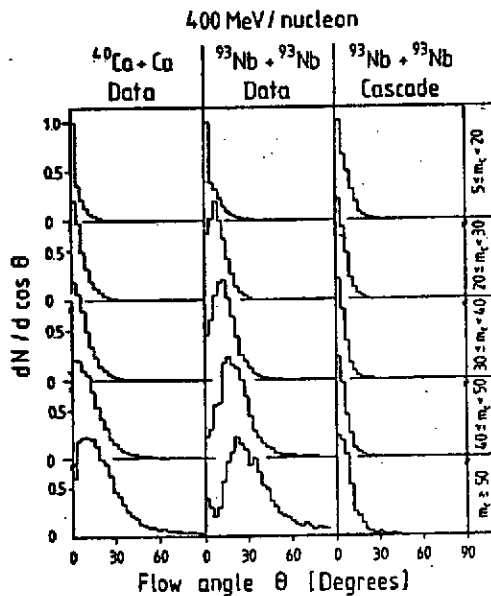
Un exemple de l'interférométrie: des données

AIRES EXPERIMENTALES

FIG. 21

a) Les faisceaux de l'Aire Nord; b) les faisceaux de l'Aire Ouest.

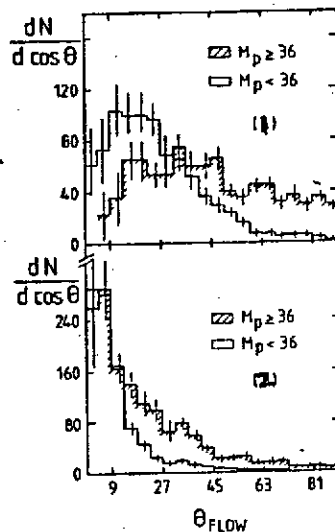




(a)

Frequency distributions of the flow angle θ for two sets of data and a cascade calculation for different multiplicity bins. For the case of Ca the multiplicities are half the indicated values.

a) Les distributions différentielles de l'angle de flux des particules (voir texte pour définition) dans les interactions $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ et $^{93}\text{Nb} + ^{93}\text{Nb}$ à 0.4 GeV/nucléon en fonction de la multiplicité; b) les distributions différentielles de l'angle de flux des particules (voir texte pour définition) dans les interactions Ar+Pb à 0.772 GeV/nucléon en fonction de la multiplicité.



(b)

(1) Distributions of the angle of maximum momentum flow in the c.m. frame for Ar+Pb events with participant proton multiplicities smaller and larger than $\langle M_p \rangle$. (2) Same for the corresponding samples of cascade model generated events.

FIG. 22

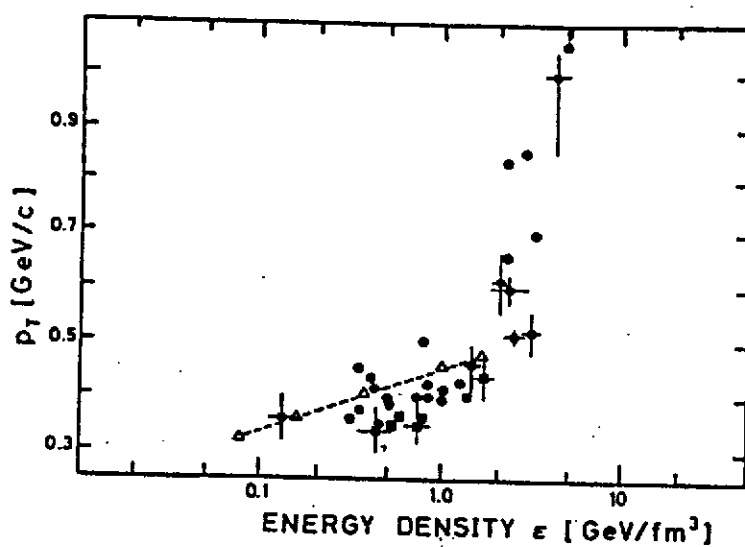


FIG. 23

Impulsion transverse moyenne des particules émises dans des interactions de rayons cosmiques (symboles noirs) et au collisionneur SPS (triangles) en fonction de la densité d'énergie dans la région centrale.