

FR 860246A

COMMISSARIAT A L'ENERGIE ATOMIQUE

CENTRE D'ETUDES NUCLEAIRES DE SACLAY

Service de Documentation

F91191 GIF SUR YVETTE CEDEX

CEA-CONF - - 8282

L3

( DPh-N-S--2308 )

COLLISIONS ENTRE IONS LOURDS A HAUTE ENRGIE :  
APPROCHE EXPERIMENTALE.

R. BABINET

Service de Physique Nucléaire - Métrologie Fondamentale,  
CEN Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette cedex, France.

Communication présentée à : Joliot-Curie school on nuclear matter in all  
its states  
Bombannes (France)  
16-20 Sep 1985

# Collisions entre ions lourds à haute énergie

## Approche expérimentale

R. Babinet

Service de Physique Nucléaire-Metrologie fondamentale,

CEN Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette cedex, France.

Résumé : Cette série d'exposés sur les collisions entre ions lourds dans la gamme du GeV/u a été divisée en trois parties. La première est consacrée aux données de type inclusif. A l'occasion d'une revue sommaire des résultats expérimentaux acquis depuis une dizaine d'années, on a tenté d'en dégager quelques caractéristiques essentielles qui sont discutées dans le cadre de modèles phénoménologiques simples. Evoluant vers des expériences plus complexes, on abordera alors les mesures de corrélation à deux particules qui constituent notre deuxième sujet. On a distingué les corrélations à grand angle qui renseignent sur l'importance du mécanisme de diffusion simple nucléon-nucléon dans les collisions d'ions lourds et les corrélations à faibles impulsions relatives, du type interférométrie nucléaire, susceptibles d'être reliées à la dimension et au temps de vie de la source émissive. Le cas des mésons  $\pi$  et celui des protons sont traités séparément. Quelques résultats concernant la production de noyaux instables, qui relève aussi de ce type de mesure, sont aussi présentés. La dernière partie de ce cours est centrée sur la nouvelle génération d'expériences avec des détecteurs  $4\pi$ . Les techniques d'analyse en variables globales et leurs applications à la mesure d'un écoulement collectif dans les collisions d'ions lourds, un des aspects originaux de ces mesures exclusives, sont discutées en détail. Finalement, nous conclurons cette revue avec quelques indications concernant une nouvelle méthode d'analyse en impulsions transverses dont on peut espérer qu'elle permettra une détermination des sections efficaces différentielles triples non moyennées sur l'azimut du plan de réaction.

Abstract : These talks on experimental aspects of relativistic heavy ion collisions have been divided in three different subjects. First we start with an overview of present inclusive data. The essential features have been stressed out and are discussed in terms of simple phenomenological models. We then proceed to discuss two-particle correlation measurements. Large angle correlations are connected to the role of single nucleon-nucleon scattering in nucleus-nucleus collisions. Correlations at small relative impulse, a kind of interferometry measurement, are related to the size and the lifetime of the source that emits particles. Pion and proton measurements with their respective aspects are discussed separately. Some results on the production of unstable light nuclei and their connections to correlation measurements are also presented. The last subject deals with exclusive experiments that started with the new  $4\pi$  electronic detectors. Global variable analysis and the measurement of a collective flow in heavy ion collisions are discussed in details. Finally we conclude with some indications of a new method, the so-called transverse momentum analysis. It should allow an experimental measurement of an essential quantity, the full triple differential cross section unaveraged over the reaction plane azimuthal angle.

## INTRODUCTION

L'étude des collisions entre noyaux lourds à des énergies comprises entre  $\sim 100$  MeV/u et quelques GeV/u s'est considérablement développée au cours des dix dernières années. Cet essor particulier a sans doute pour origine une convergence entre des préoccupations d'ordre théorique, concernant les propriétés de la matière nucléaire à haute densité et le développement de nouveaux moyens expérimentaux tant dans le domaine des accélérateurs que dans celui des techniques de détection. Après un bref rappel historique de la situation vers les années 1975, qui permettra de mieux cerner les motivations qui sous-tendent cette activité de recherche, la première partie de cette série d'exposés sera consacrée à une présentation des résultats expérimentaux, de type inclusif, qui ont permis d'élaborer une première image des mécanismes de réaction à ces énergies. Cette présentation s'inspire largement d'une revue récente de Nagamiya et al.<sup>1</sup>.

Les données seront discutées dans le cadre des nombreux modèles<sup>2</sup> qui ont été introduits pour décrire tel ou tel aspect des phénomènes. De façon générale on essaiera de bien marquer les points critiques qui ont contribué à l'évolution des idées dans ce domaine. Dans l'optique d'une étude des propriétés de la matière nucléaire dans des conditions extrêmes de densité et de température, les caractéristiques des produits de réaction associés à la fragmentation du projectile et de la cible ne nous ont pas semblé essentielles ; nous avons donc délibérément choisi de les ignorer sauf en ce qui concerne les aspects géométriques de la réaction. Par ailleurs, l'interprétation des collisions entre systèmes symétriques donnant des signatures expérimentales plus claires, c'est sur ces derniers systèmes<sup>3</sup> que nous baserons l'essentiel de la discussion. La nature quasi-exponentielle des spectres d'énergie à  $90^\circ$  dans le centre de masse, la comparaison des paramètres de pente pour différentes particules (p, $\pi$ ,K) et les anisotropies angulaires observées sont les ingrédients de base d'une telle discussion. Les propriétés des spectres d'énergie des particules composites seront brièvement présentées. Ceci nous conduira à introduire les modèles de coalescence<sup>4</sup> et d'équilibre chimique<sup>5</sup>. On évoquera aussi la détermination de l'entropie à partir de la mesure du rapport des taux de production de deutons et de protons<sup>6</sup>, mais une discussion détaillée des problèmes théoriques associés à cette interprétation sera traitée ailleurs<sup>7</sup>. Enfin nous concluerons cette première partie en soulignant l'insuffisance et/ou l'ambiguïté des seules données inclusives pour caractériser les phénomènes intéressants. Ceci nous amènera naturellement à notre second sujet qui concerne les corrélations à deux particules.

Nous présenterons tout d'abord les données concernant les corrélations cinématiques à grand angle entre deux protons. Ces mesures ont été motivées par le souci de déterminer expérimentalement l'importance des diffusions simples nucléon-nucléon dans les collisions noyau-noyau. Un problème associé est celui de l'origine des protons rétrodiffusés de grande énergie dans les collisions hadron-noyau. Ces différents points seront discutés à partir des mesures  $p + {}^{12}\text{C}$  [réf.<sup>8</sup>]  ${}^{12}\text{C} + {}^{12}\text{C}$  et  ${}^{12}\text{C}, {}^{40}\text{Ar} + \text{Pb}$  [réf.<sup>9</sup>]. Ce dernier système montre un comportement que l'on rapprochera de l'effet de rebondissement observé dans les calculs de type hydrodynamique<sup>10</sup>.

Les corrélations à faible moment relatif dérivent des méthodes d'interférométrie introduite en astrophysique par Hanbury-Brown et Twiss pour mesurer la taille des étoiles à partir des corrélations entre photons<sup>11</sup>. Après une brève introduction sur l'utilisation de cette méthode dans le domaine des particules élémentaires par Goldhaber, Goldhaber, Lee et Pais<sup>12</sup>, on définira la fonction de corrélation à deux pions et sa relation avec les caractéristiques de la source émissive<sup>13</sup>. Le cas des protons pour lesquels les effets de symétrie de la fonction d'onde sont masqués par les interactions coulombienne et nucléaire sera traité séparément<sup>14</sup>. En ce qui concerne les corrélations à deux pions, on insistera sur l'importance des différentes corrections (facteur de Gamow, interaction coulombienne,...) enfin on présentera les résultats des mesures existantes<sup>15</sup> en soulignant les difficultés d'interprétation. La discussion des données récentes obtenues en protons<sup>16</sup>) nous donnera l'occasion de montrer l'importance de la détermination de la fonction de corrélation associée à une multiplicité donnée. Cette mesure appartient en fait à la classe des mesures exclusives avec des détecteurs "4 $\pi$ " qui sont discutées dans la suite. Avant d'en arriver à ce dernier point, nous présenterons cependant quelques résultats concernant la mesure des taux de production de noyaux instables à partir de la corrélation entre leur produits de désintégration<sup>17</sup>.

La dernière partie traite de la nouvelle génération d'expériences qui cherche à préciser au maximum le mécanisme de réaction en mesurant événement par événement l'ensemble des particules sortantes (mesures exclusives - en fait seules les particules chargées sont habituellement identifiées). Ces expériences nécessitent l'utilisation de détecteurs "4 $\pi$ " susceptibles d'enregistrer simultanément jusqu'à 50 particules ou plus. De tels détecteurs, comme les chambres à bulles ou à "streamers" dont on présentera quelques résultats<sup>8</sup>, existent déjà depuis longtemps, mais les servitudes liées à l'enregistrement stéréo-photographique des événements limitent très sévèrement la statistique des mesures effectuées avec ce type de système (quelques milliers d'événements au plus). De nouveaux détecteurs "4 $\pi$ ", complètement électroniques, ont donc été réalisés au cours de ces dernières années. On décrira de façon très succincte deux d'entre eux : la "boule de plastique"<sup>19</sup> du groupe GSI-LBL, pour laquelle les campagnes de prises de données au Bevalac de Berkeley sont achevées, et le détecteur "Diogène"<sup>20</sup> en fonctionnement avec des ions lourds à Saturne depuis 1984. Les premiers résultats obtenus en effectuant une sélection grossière en paramètre d'impact à l'aide d'un simple filtre en multiplicité sont déjà très encourageants. Nous citerons, à titre d'exemple, la mesure du rapport des taux de production de deutons et de protons<sup>21</sup> ainsi que les études de thermalisation.

Une caractérisation plus complète d'un événement à plusieurs dizaines de particules sortantes nécessite de nouvelles techniques d'analyse. Là, encore, le domaine des particules élémentaires nous a ouvert la voie avec les méthodes d'analyse en variables globales. Nous définirons ainsi quelques variables permettant de caractériser la "géométrie" de chaque événement ("thrust"<sup>23</sup>, tenseur de sphéricité<sup>24</sup>,...). Nous insisterons sur les problèmes liés au nombre fini des particules détectées, puis nous présenterons les résultats concernant l'angle d'écoulement<sup>25</sup> et la comparaison aux modèles théoriques (cascade intra-nucléaire<sup>26</sup> vs. calculs hydrodynamiques<sup>27</sup>). Enfin nous achèverons ce sujet

par une discussion des méthodes de détermination événement par événement du plan de la réaction<sup>28</sup>. La connaissance de ce plan permet de mesurer expérimentalement les sections efficaces différentielles triples, non-moyennées sur l'azimut, ce qui constitue des données essentielles pour les comparaisons entre expérience et théorie.

PREMIERE PARTIE : REVUE SUR LES DONNEES INCLUSIVES

I.1. La situation théorique et expérimentale vers les années 1975.

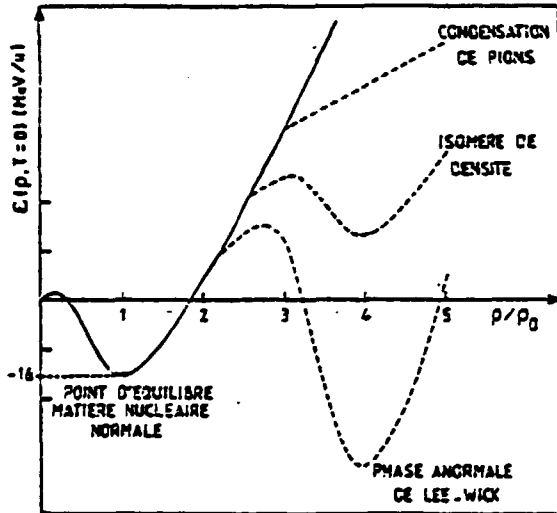


Fig.1 Représentation schématique de l'énergie de liaison par nucléon de la matière nucléaire à température nulle en fonction de la densité ramenée à la densité d'équilibre  $\rho_0 = 0,17$  nucléon/ $\text{fm}^3$ . Les différentes courbes en pointillé représentent des spéculations sur le comportement à haute densité. En fait, les seules connaissances expérimentales précises concernent l'énergie moyenne de liaison pour le point d'équilibre de la matière nucléaire infinie : - 16 MeV/u pour  $\rho/\rho_0 = 1$  et la courbure en ce point, liée à la compressibilité  $K \sim 250$  MeV.

La figure 1 montre une représentation schématique de l'énergie de liaison par nucléon de la matière nucléaire infinie, à température nulle, en fonction de la densité. Les incertitudes concernant le comportement à haute densité vont depuis l'existence d'une phase anormale, plus stable que la matière nucléaire habituelle, prédite par T.D. Lee et G.C. Wicks<sup>29</sup>, au phénomène de condensation de pions<sup>30</sup> dont les effets longtemps recherchés mais non observés<sup>31</sup> dans les noyaux devraient se manifester à plus haute densité. En fait, ce dia-

gramme montre surtout notre ignorance pour tout ce qui ne concerne pas le voisinage direct de la densité normale. A ce sujet, il est bon de rappeler que si la localisation du point d'équilibre est bien connue<sup>32</sup>,  $\epsilon(\rho_0, T=0) = - 16$  MeV par nucléon (terme de volume des formules de masse) et  $\rho_0 = 0,17$  nucléon/ $\text{fm}^3$  (déduit par exemple des mesures de diffusion d'électrons), les premières

mesures expérimentales précises concernant la compressibilité de la matière nucléaire, liée à la courbure en ce point, ne sont apparues que récemment. Le résultat d'une telle expérience présentée par Youngblood à la Conférence de Tokyo en 1977 [réf.<sup>33</sup>] est indiqué sur la figure 2. Il s'agit de l'excitation, par diffusion inélastique de particules  $\alpha$ , du mode de compression de volume ("breathing mode") dont on peut déduire le coefficient de compressibilité de la matière nucléaire, soit :<sup>34</sup>

$$E_0 = \frac{\pi}{R} \sqrt{\frac{\hbar^2 K}{9m}} \sim 15,1 \text{ MeV pour } {}^{146}\text{Sm} \quad (1)$$

et

$$K = R^2 \left. \frac{\partial^2 \epsilon}{\partial R^2} (\rho, T) \right|_{\substack{\rho=\rho_0 \\ T=0}} = 9\rho_0^2 \left. \frac{\partial^2 \epsilon}{\partial \rho^2} (\rho, T) \right|_{\substack{\rho=\rho_0 \\ T=0}} \sim 200 \text{ MeV} \quad (2)$$

avec :

- $E_0$  : Energie de la résonance.
- $R$  : Rayon du noyau considéré
- $K$  : Coefficient de compressibilité
- $m$  : masse d'un nucléon.

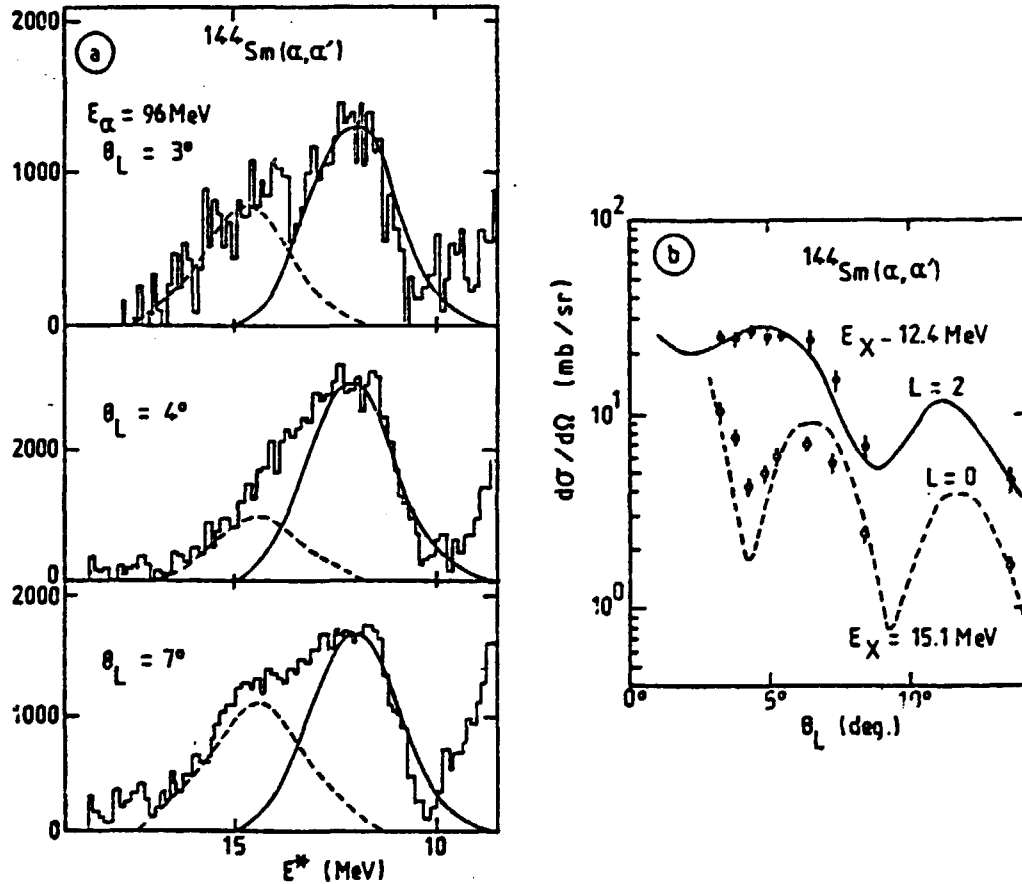


Fig. 2. (a) Spectres d'énergie d'excitation dans la région de la résonance géante,  $^{144}\text{Sm}(\alpha, \alpha')$  pour différents angles de la particule  $\alpha$  diffusée.  $E_\alpha$  incident = 96 MeV.  
 (b) Distribution angulaire des deux composantes de la résonance géante et calcul DWBA pour différents moments angulaires transférés.

Du point de vue expérimental, les sources de renseignements pour l'étude des propriétés de la matière nucléaire à haute densité ne peuvent venir que de l'astrophysique (par exemple l'étude des étoiles à neutron sur lesquelles il est cependant difficile d'envisager des expériences contrôlées !) ou des collisions entre noyaux lourds à des énergies suffisantes pour obtenir un recouvrement important des densités nucléaires. La vitesse caractéristique à considérer dans cette optique est la vitesse du son dans la matière nucléaire, soit :<sup>34</sup>

$$v_s = \sqrt{\frac{K}{9m}} \sim 0,15 c \quad (20 \text{ MeV/u}) \quad (3)$$

En fait, dès 1959, il avait été suggéré<sup>35</sup> d'étudier la propagation d'ondes de densité dans la matière nucléaire en effectuant des collisions d'ions lourds, mais il était encore question d'ondes de faible amplitude, correspondant à une petite perturbation au voisinage de la densité normale. Finalement, c'est sans doute les développements dans le domaine des accélérateurs, avec les premiers faisceaux de carbone jusqu'à 2 GeV/u disponibles au Bevalac de Berkeley en 1974, couplés aux spéculations de Lee-Wick qui ont le plus contribué à l'essor de ce domaine de la physique nucléaire. Par ailleurs, les premiers résultats de Baumgardt et al.<sup>36</sup>, obtenus en bombardant des émulsions (AgCl) par différents projectiles à Berkeley puis au synchrophasotron de Dubna, semblaient très encourageants. Un exemple de distribution angulaire des produits de réaction pour des événements complexes (plus de 13 traces visibles) est présenté sur la figure 3. Le pic dans la distribution fut à l'époque interprété en terme d'ondes de choc<sup>37</sup>, ce qui laissait bon espoir d'observer des effets de com-

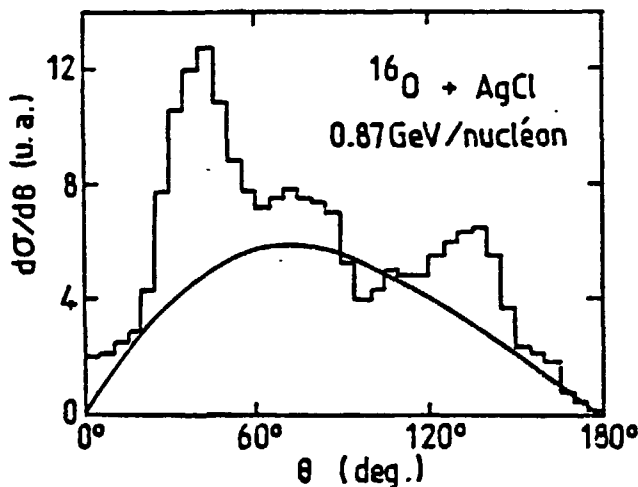


Fig.3. Distribution angulaire des produits de réaction dans les collisions centrales (grandes multiplicités) de  $^{16}\text{O}$  à 0.87 GeV/u sur AgCl. La courbe en trait plein correspond à un calcul d'évaporation. (data ref.<sup>36</sup>).

pression dans les collisions noyau-noyau à haute énergie. Une telle interprétation pouvait d'ailleurs sembler justifiée au vu des premiers calculs de type hydrodynamique effectué par R. Nix et coll.<sup>38</sup> pour des collisions centrales, cf. figure 4. Que reste-t-il de ces interprétations après 10 années d'efforts tant expérimentaux que théoriques ? C'est la question à laquelle nous tenterons maintenant de répondre.

### 1.2. Section efficace totale et géométrie de la réaction.

Le modèle de la boule de feu a été très rapidement introduit pour donner une description quantitative des sections efficaces différentielles de particules chargées aux grands angles<sup>39</sup>. Ce modèle

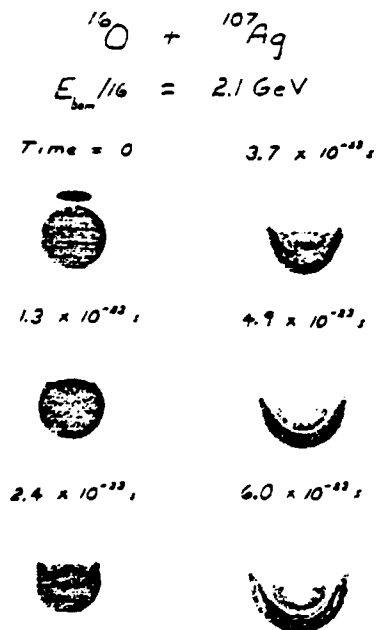


Fig. 4. Calcul d'hydrodynamique à deux dimensions montrant le développement d'une onde de compression dans la collision  $^{16}\text{O} + ^{107}\text{Ag}$  à 2.1 GeV/u. Figure extraite de la référence<sup>38</sup>.

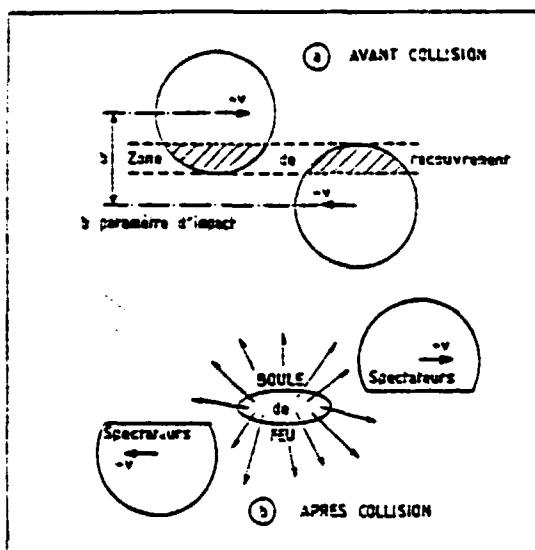


Fig. 5. Représentation d'une collision entre deux noyaux identiques dans le centre de masse du système montrant :

1. Avant la collision, la dépendance de la zone de recouvrement en fonction du paramètre d'impact "b" de la collision.

2. Après la collision :

a) les nucléons spectateurs constituant les résidus du projectile et de la cible.

b) la "boule de feu" formé à partir des nucléons participants dans la zone de recouvrement. Cette "boule de feu" se désintègre en émettant un grand nombre de particules légères symbolisées par les flèches.

repose sur les concepts géométriques représentés schématiquement sur la figure 5, pour une collision symétrique. A chaque paramètre d'impact (b), est associée une zone de recouvrement géométrique entre la cible et le projectile. Les nucléons qui se trouvent dans cette zone (participants) sont abrasés et forment une "boule de feu" ; toute l'énergie disponible dans le mouvement relatif de ces nucléons participants se transforme en chaleur. Après une phase d'expansion, ces nucléons seront finalement émis avec un spectre de Boltzman dans le centre de masse, soit :

$$\frac{d^3\sigma}{d^3p_{c.m.}} = (2\pi mkT)^{-3/2} \exp(-P_{c.m.}^2 / 2mkT) \quad (4)$$

où la température, T est directement liée à

l'énergie d'excitation de la boule de feu.

Enfin, les fragments de la cible et du projectile continuent leur trajectoires avec une vitesse inchangée (spectateurs). Ces résidus spectateurs, excités par le processus d'abrasion qu'ils ont subi, se désexciteront par évaporation de particule (ablation). La modification de

ce scénario pour une collision asymétrique entre noyaux différents résulte du fait que pour chaque paramètre d'impact les nombres de nucléons participants de la cible et du projectile ne sont pas identiques. La boule de feu n'est donc plus au repos dans le centre de masse. On montre simplement que pour une énergie de bombardement donnée, la vitesse d'entraînement et l'énergie d'excitation par nucléon de la boule de feu ne dépendent que de la fraction des nucléons du projectile qui se trouvent dans cette boule de feu<sup>40</sup>, soit dans le cas non relativiste :

$$\begin{aligned} v &= \eta v_{\text{faisceau}} \\ t &= \eta (1 - \eta) t_{\text{faisceau}} \end{aligned} \quad (5)$$

$\eta$  : (nombre de nucléons du projectile/nombre de nucléons total) dans la boule de feu.

v : vitesse d'entraînement de la boule de feu

$v_{\text{faisceau}}$  : vitesse du projectile incident.

t : énergie d'excitation par nucléon de la boule de feu.

$t_{\text{faisceau}}$  : énergie cinétique par nucléon du projectile.



Le problème se ramène donc au calcul, pour chaque paramètre d'impact, du nombre de nucléons participants provenant respectivement de la cible et du projectile. Le résultat d'un tel calcul est montré sur la figure 6. L'accord est satisfaisant si l'on tient compte du fait que ce modèle très

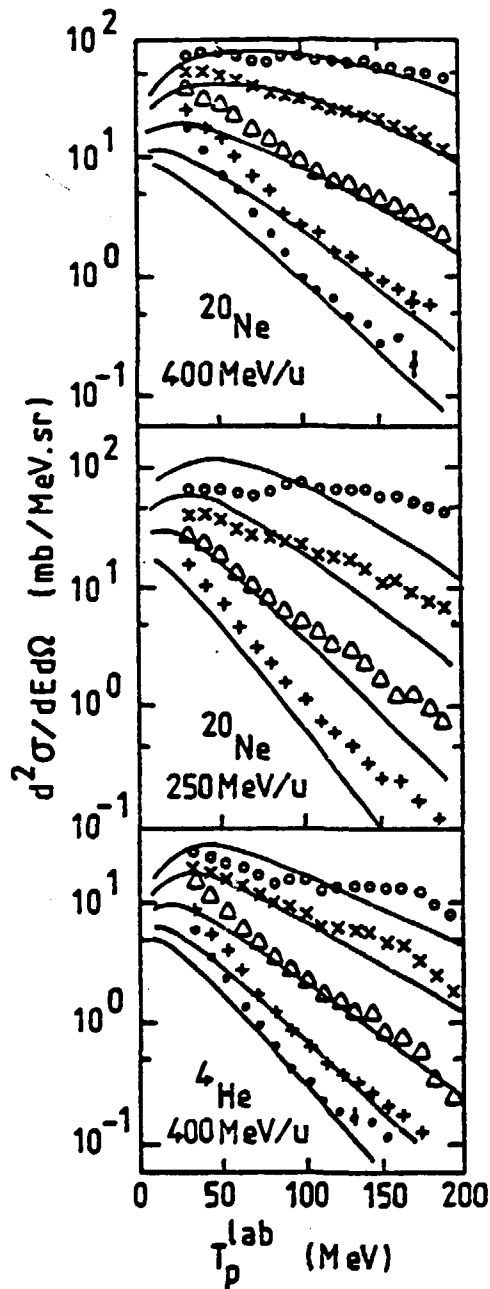


Fig. 6. Collision de projectiles  $^{20}\text{Ne}$  et  $^4\text{He}$  sur une cible d'uranium. Sections efficaces différentielles des protons émis aux angles  $30^\circ$ ,  $60^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $120^\circ$  et  $150^\circ$  dans le laboratoire. data réf.<sup>39</sup>.

$Z_p, Z_T$  = Nombre de protons du projectile et de la cible.

$R_T, R_p$  = Rayon de la cible et du projectile

=  $r_0 (A_T^{1/3}, A_p^{1/3})$ ,  $r_0 \sim 1,2 \text{ fm}$ .

$A_T, A_p$  = nombre de nucléons de la cible et du projectile.

simple ne contient pas de paramètres libres. Il reste cependant des différences importantes (noter que les échelles sont logarithmiques) et il serait intéressant de savoir si les insuffisances du modèle proviennent de l'image géométrique du modèle participants-spectateurs ou d'autres ingrédients concernant la dynamique du problème. Par exemple, il est clair que le modèle de la boule de feu ne conserve pas le moment angulaire contrairement au modèle des tubes de feu ("firestreaks"), discuté par la suite. qu' utilise néanmoins la même séparation géométrique de départ.

#### 1.2.1. Modèle participants-spectateurs.

Une façon de vérifier le concept géométrique du modèle participants-spectateurs consiste à remarquer que, une fois intégrée sur le paramètre d'impact, la section efficace associée aux participants chargés provenant soit de la cible soit du projectile obéit à une relation très simple<sup>41</sup> :

$$\sigma_{\text{participants chargés}}^{\text{projectile}} = Z_p \times \pi R_T^2 \quad \text{et} \quad \sigma_{\text{participants chargés}}^{\text{cible}} = Z_T \times \pi R_p^2 \quad (6)$$

ou encore :

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{participants chargés}}^{\text{total}} &= Z_p \times \pi R_T^2 + Z_T \times \pi R_p^2 \\ &= \pi r_0^2 (Z_p A_T^{2/3} + Z_T A_p^{2/3}) \end{aligned} \quad (7)$$

En divisant par la section efficace totale de réaction (géométrique) on obtient le nombre de moyen de charges abrasées provenant soit de la cible, soit du projectile. Finalement par différence, ceci donne la charge moyenne des spectateurs, ou encore pour le rendement total :

$$\begin{aligned} \sigma(Z) \text{ Spectateurs du projectile} &= \pi(R_T + R_p)^2 \times \left[ Z_p - \frac{Z_p \times \pi R_T^2}{\pi(R_T + R_p)^2} \right] \\ &= \pi r_0^2 Z_p \left[ A_p^{2/3} + 2A_p^{1/3} A_T^{1/3} \right] \end{aligned} \quad (8)$$

et

$$\sigma(Z) \text{ Spectateurs de la cible} = \pi r_0^2 Z_T \left[ A_T^{2/3} + 2A_T^{1/3} A_p^{1/3} \right] \quad (9)$$

### I.2.2. Vérifications expérimentales

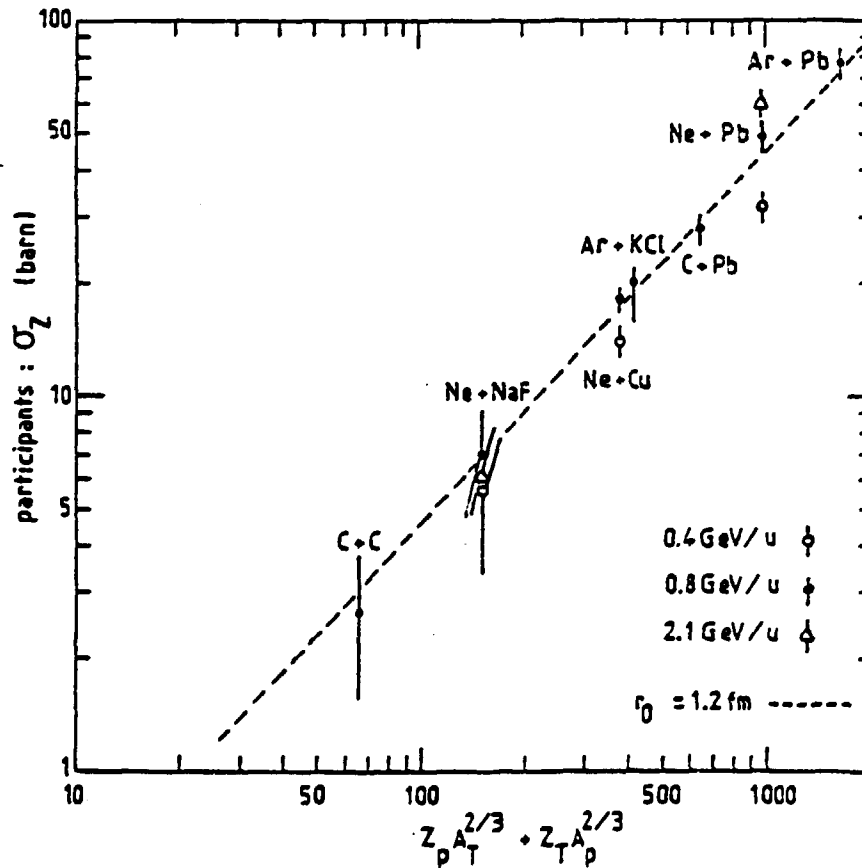


Fig. 7. Section efficace totale des particules chargées extrapolée à partir des mesures effectuées aux grands angles (participants). Comparaison au modèle participant-spectateur (eq.7). data réf.<sup>3</sup>

Ces différentes formules (7,8 et 9) sur le taux de production de particules chargées associées soit aux participants soit aux résidus de la cible et du projectile sont susceptibles de vérifications expérimentales. Nous présentons dans les figures 7 et 8 les résultats obtenus sur un grand nombre de systèmes. Les données sont bien reproduites par les prédictions ci-dessus, indiquant que pour l'essentiel les aspects géométriques de la réaction sont bien compris. Il reste que la différence entre la valeur de  $r_0 = 1.2$  fm pour les participants et  $r_0 \sim 0,95$  fm pour les spectateurs tend à indiquer que la distinction entre ces deux classes (participants et spectateurs) n'est pas aussi

franche que prévue. Une partie du désaccord pourrait cependant venir de l'évaluation des sections efficace totales des participants qui nécessite une extrapolation des données vers  $0^\circ$  et  $180^\circ$  dans le centre de masse, là où elles sont contaminées par les produits d'évaporation des résidus. Ceci est particulièrement vrai pour les systèmes asymétriques, comme nous allons maintenant le voir en discutant plus en détail les spectres inclusifs.

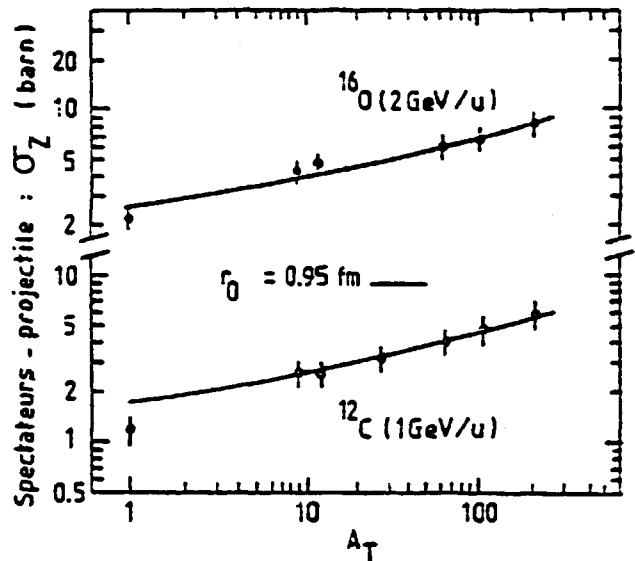


Fig. 8. Rendement total des particules chargées provenant de projectile (spectateur). Comparaison au modèle participant-spectateur eq.(8). Les données sont de Lindstrom et al.<sup>43</sup>. La figure est extraite de la ref.<sup>44</sup>.

### I.3 Spectres inclusifs à une particule

Avant de présenter un certain nombre de résultats expérimentaux, il paraît nécessaire de rappeler quelques définitions que nous utiliserons par la suite.

#### I.3.1 Rappels de quelques définitions.

i) section efficace inclusive  $A + B \rightarrow F + \dots$  : On appelle section efficace inclusive pour la particule F, dans la réaction  $A + B \rightarrow F + \dots$ , la section efficace associée à la particule F, intégrée sur toutes les voies de réactions incluant cette particule (d'où le nom d'inclusif). De même on peut définir une mesure inclusive à deux particules, etc...; à la limite où la voie de réaction est complètement déterminée on parle de mesure exclusive.

ii) Section efficace invariante : A basse énergie l'invariance dans une transformation galiléenne de la quantité,  $d^3p = p^2 dp d^2\Omega$  implique l'invariance de la section efficace différentielle  $d^3\sigma/d^3p$ . A plus haute énergie, il faut considérer une transformation de Lorentz qui a pour invariant la quantité  $d^3p/E$  où E est l'énergie totale de la particule considérée ( $E = T + M$ ). On définit ainsi la section efficace invariante :

$$\sigma_I = E \times \frac{d^3\sigma}{d^3p} \quad (10)$$

par ailleurs  $E^2 = p^2 + M^2 \rightarrow EdE = pdp$  d'où une autre forme de la section efficace invariante :

$$\sigma_I = \frac{1}{p} \frac{d^3\sigma}{d^3z d^2\Omega} \quad (11)$$

iii) Rapidité : Une transformation de Lorentz de "vitesse"  $\beta = v/c$  est caractérisée par un angle de rotation (dans l'espace de Minkowski)  $\eta = \text{Arg th } \beta$  qui laisse invariant la forme quadratique  $E^2 - p^2 = M^2$ . Dans deux transformations successives (parallèles au même axe) cette quantité est additive (comme les angles de rotation). On définit ainsi la rapidité d'une particule par :

$$y = \text{Arctanh}(\beta_z) = \frac{1}{2} \log \left( \frac{E + P_z}{E - P_z} \right) \quad (12)$$

où  $\beta_1 = P_1/E$  et  $P_1$  désigne la composante de l'impulsion dans la direction du faisceau à noter que, à basse vitesse,  $\gamma_1 \sim \beta_1 = v_1/c$ .

Par ailleurs si l'on effectue le changement de variable :

$$\vec{p} = \{p_1, \vec{p}_\perp\} \rightarrow \{y, \vec{p}_\perp\}$$

On note que dans une transformation de Lorentz parallèle à l'axe du faisceau,  $y$  est additif et  $\vec{p}_\perp$  est invariant, donc  $dyd^2p_\perp$  est lui même invariant. On obtient ainsi une dernière forme de la section efficace invariante.

$$\sigma_I = \frac{d^3\sigma}{dyd^2p_\perp} \quad (13)$$

iv) Diagramme en section efficace invariante.

Nous avons montré sur la figure 6 des résultats de sections efficaces différentielles en fonction de l'énergie cinétique des particules dans le laboratoire, mesurées à différents angles. Il est bien clair qu'il est totalement impossible d'apprécier sur une telle figure si plusieurs sources de vitesses différentes contribuent au phénomène observé. Une méthode beaucoup plus "parlante" consiste à tracer les lignes d'iso-section efficace invariante dans le plan ( $y =$  rapidité,  $P_\perp/m$ ). A basse impulsion, un processus isotrope apparaît alors comme des cercles centrés sur une rapidité donnée. Cette propriété simple disparaît, à cause des effets relativistes lorsque l'impulsion transverse des particules augmente, mais les caractéristiques de symétrie restent. De façon plus précise, les lignes de contour correspondant à l'isotropie dans un référentiel de rapidité  $y_0$  obéissent à l'équation :

$$\text{sh}^2(y - y_0) + \left(\frac{P_\perp}{M}\right)^2 \text{ch}^2(y - y_0) = \left(\frac{P_0}{M}\right)^2 \quad (14)$$

avec  $p_1^2 + p_\perp^2 = p_0^2 = \text{constante.}$

La figure 9 montre un exemple de ce type de représentation pour les données de Nagamiya et al.<sup>3</sup>. Les résultats semblent assez simples à interpréter pour le système Ar + KCl, pour lequel on s'approche à grande impulsion transverse d'une distribution isotrope (lignes en pointillés), centrée sur la rapidité moitié,  $(y_p + y_T)/2$ . Au contraire, pour le système asymétrique Ar + Pb, la figure est distordue ; on observe une évolution continue des phénomènes en fonction de l'impulsion transverse depuis les faibles valeurs où la contribution des protons évaporés par la cible semble dominer, jusqu'aux valeurs extrêmes où la distribution pique légèrement en arrière de la rapidité moitié. Il est bien clair que les différences de rapidité entre les référentiels associés soit au système Nucléon-Nucléon (rapidité moitié), soit au centre de masse du système total ( $Y_{c.m.}$ ), soit encore à la boule de feu moyenne ( $Y_{BF}$ ) compliquent l'analyse des données brutes dans le cas des systèmes asymétriques. C'est donc plutôt sur les systèmes symétriques que nous porterons notre attention, en insistant de plus sur les données à 90° dans le centre de masse pour lesquelles la contribution des participants domine naturellement.

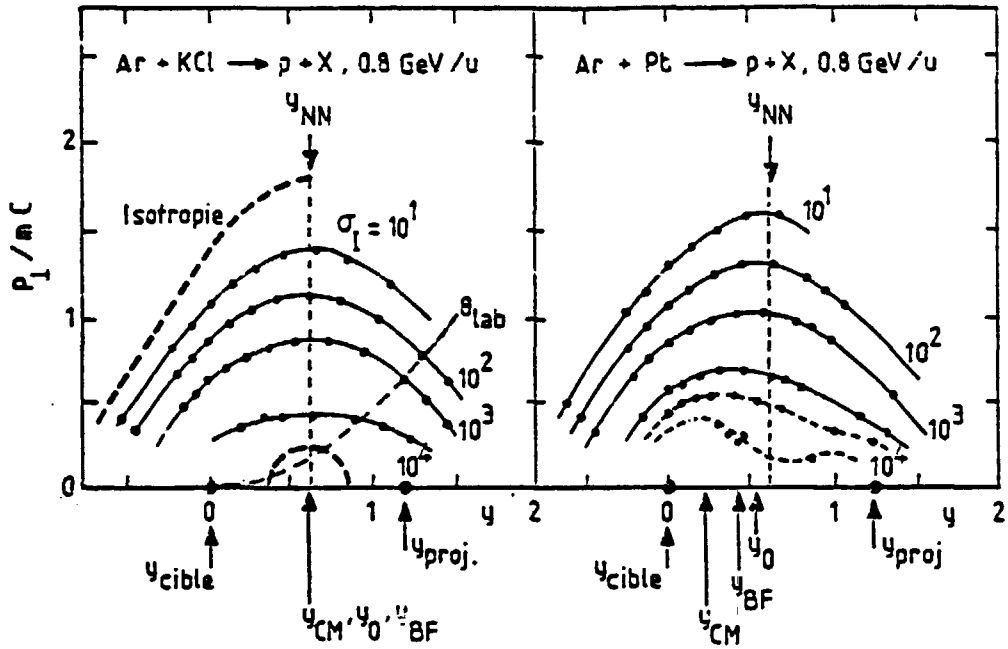


Fig. 9. Iso-section efficace invariante  $E d^3\sigma/d^3p$  dans le plan rapidité-impulsion transverse ( $y - P_T/m_c$ ). Les rapidités de la cible et du projectile sont repérées sur l'axe horizontal ainsi que les valeurs attendues pour la rapidité du centre de masse  $y_{CM}$  et de la boule de feu  $y_{BF}$ . La ligne verticale pointillée donne la rapidité du système nucléon-nucléon. Enfin  $y_0$  donne la position du maximum de la distribution aux grandes impulsions transverses. data Nagamiya et al., réf.<sup>3</sup>.

I.3.2. Données inclusives protons et pions.

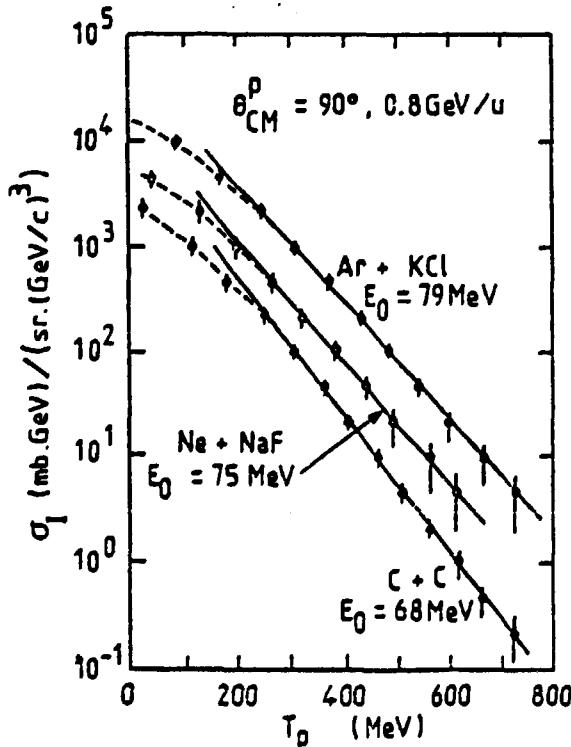


Fig. 10 Section efficaces invariantes des protons à  $90^\circ$  comme pour trois systèmes symétriques. L'énergie de bombardement est de 800 MeV/u.

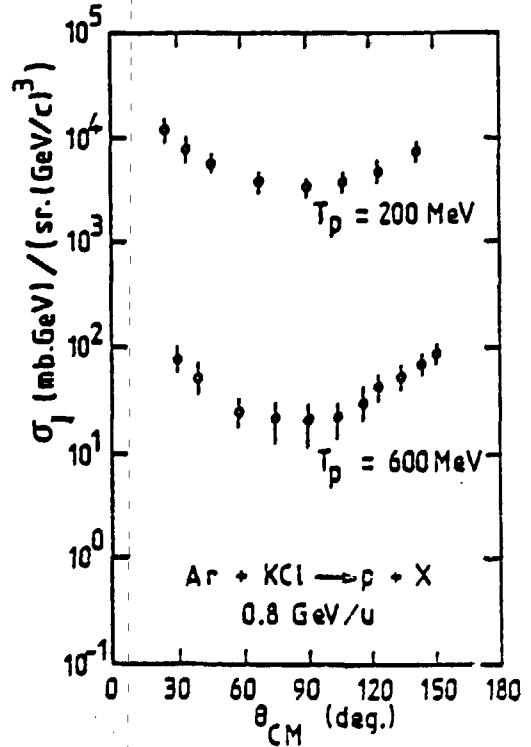


Fig. 11. Distributions angulaire des protons à différentes énergies dans le centre de masse data réf.<sup>3</sup>.

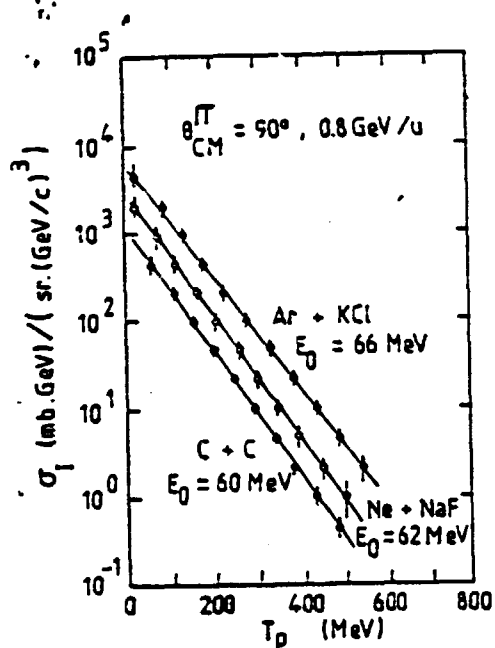


Fig. 12. Sections efficaces invariantes des pions négatifs à  $90^\circ$  c.m. data réf.<sup>3</sup>.

Les sections efficaces invariantes des protons émis à  $90^\circ$  c.m. pour trois systèmes symétriques<sup>3</sup> sont représentées sur la figure 10. A grande énergie cinétique les spectres ont un comportement exponentiel décroissant bien caractérisé par la relation :

$$E \frac{d^3\sigma}{d^3p} = \text{Exp} (- E/E_0) \quad (15)$$

où les paramètres de pente ( $E_0$ ) sont reportés sur la figure pour les différents systèmes.

Par ailleurs, on note à basse énergie la présence d'un épaulement vers  $T_p \sim 200$  MeV. Un exemple de distribution angulaire dans le centre de masse pour le système Ar + KCl est donné dans la figure 11. On retiendra l'anisotropie importante (facteur 5 entre  $30^\circ$  et  $90^\circ$  c.m.) qui subsiste même aux grandes énergies cinétiques.

Les résultats des mesures inclusives de pions négatifs sont présentés sur la figure 12. On notera l'absence d'épaulement dans les spectres qui sont bien caractérisés par un comportement exponentiel dans toute la gamme d'énergie mesurée. On remarquera enfin que pour des systèmes identiques les paramètres de pente qui caractérisent les spectres de pions sont inférieures à ceux des spectres de protons. Cet écart tend d'ailleurs à augmenter avec l'énergie comme en témoignent les données de la figure 13, où l'on a reporté les valeurs des paramètres de pente obtenues à différentes énergies de faisceau pour le système Ne + NaF. Ces quelques caractéristiques vont maintenant nous servir de guide au travers de la forêt de modèles qui ont été élaborés pour tenter d'expliquer tel ou tel aspect des phénomènes.

### I.3.3. Discussion

#### Boules de feu et tubes de feu

Considérons tout d'abord la nature exponentielle décroissante des spectres, cela évoque bien sur l'idée d'un équilibre thermique. Les premiers succès du modèle de la boule de feu n'ont pas d'autre origine. Cependant cette approche prédit des distributions angulaires isotropes dans le c.m. en désaccord manifeste avec les résultats expérimentaux. Le modèle des tubes-de-feu<sup>45</sup> ("fire-streaks") dont le principe est décrit schématiquement sur la figure 14 permet de rendre compte des anisotropies. Ce résultat provient de la distribution d'entraînement associée à chaque tube de feu (à noter que les équations 5 s'appliquent individuellement à chaque tube de feu). Malheureusement pas plus le modèle de la boule de feu que son extension aux tubes de feu ne permet de comprendre, ni l'épaulement des spectres de protons, ni la différence des pentes des données de protons et de

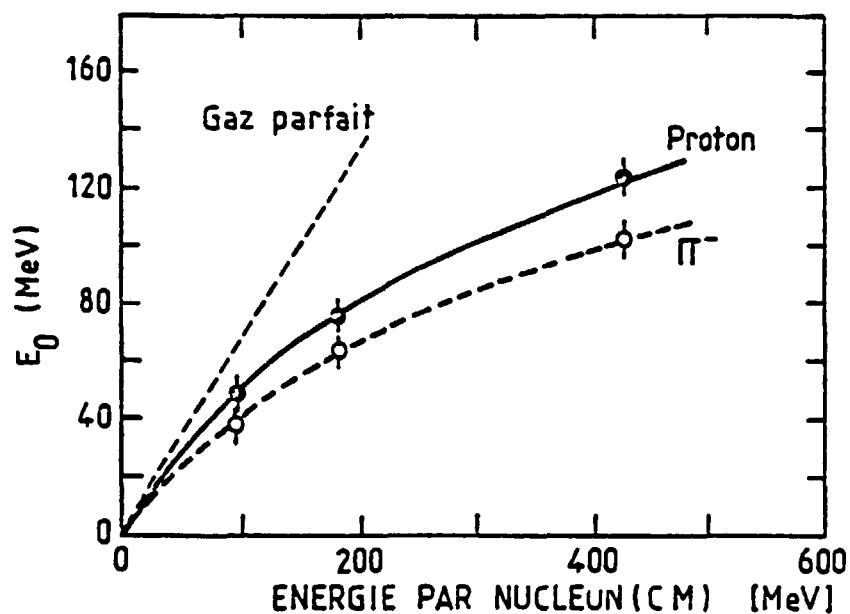


Fig. 13. Variation des paramètres de pente des spectres de pions et de protons à 90° c.m. pour le système Ne + NaF en fonction de l'énergie par nucléon dans le centre de masse :  $M_p [(1 + T/2M_p)^{1/2} - 1]$ , où T est l'énergie par nucléon du faisceau dans le laboratoire et  $M_p$  la masse du nucléon. En pointillé on a reporté la dépendance attendue pour un gaz parfait. Data réf. 3.

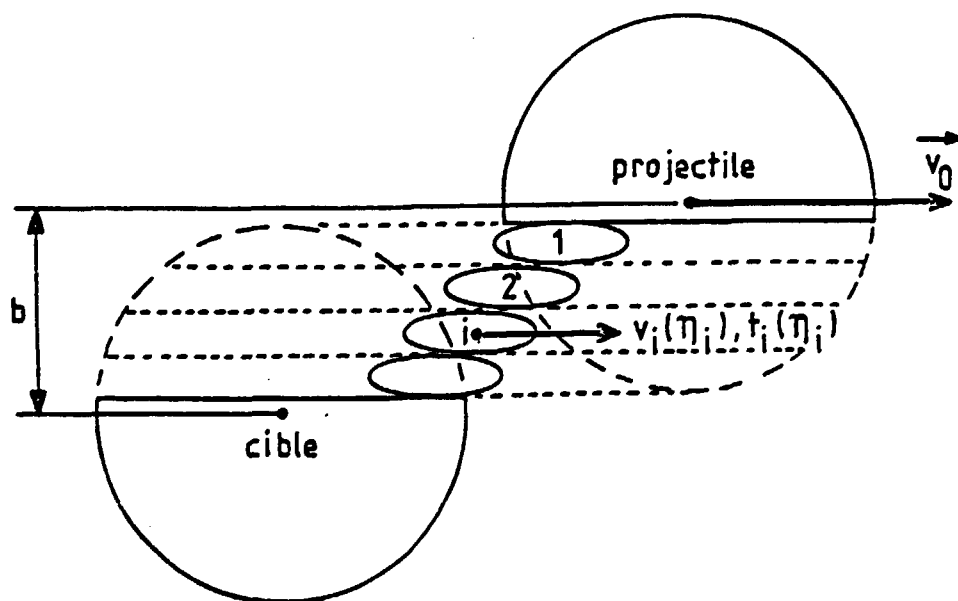


Fig. 14. Représentation schématisée du modèle des tubes de feu. Pour chaque paramètre d'impact  $b$ , la zone de recouvrement entre les deux noyaux est divisée en différents tubes. Chaque tube  $i$ , a une vitesse d'entraînement  $v_i$  et une énergie interne  $t_i$  associées à la fraction  $\eta_i$  des nucléons projectile qui le compose (cf. éq. (5)). La resommation sur le paramètre d'impact permet de factoriser la section efficace invariante sous la forme :

$$Ed^3\sigma/d^3p = \sum_i Y(\eta_i) f(\vec{p}, t_i, v_i)$$

où les fonctions poids  $Y(\eta_i)$  ne dépendent que de la géométrie du système.

pions, si l'on associe (un peu hâtivement il est vrai) les paramètres de pente à des températures. Par ailleurs, on s'attendrait dans cette dernière hypothèse et pour une contribution symétrique cible-projectile ( $\eta = \frac{1}{2}$ ) à :

$$E_0 = kT = \frac{2}{3} t_{c.m.} \quad (16)$$

$E_0$  : paramètre des pentes des spectres.

$T$  : température de la boule de feu.

$t_{c.m.}$  : énergie cinétique par nucléon dans le c.m. ( $t_{lab}/4$  en non-relativiste).

On a reporté en pointillé sur la figure 13, les paramètres de pente donnés par l'équation 16 (gaz parfait). Les valeurs obtenues à haute énergie sont beaucoup trop grandes. En fait il faut, dans ce cas, tenir compte de la phase d'expansion de la boule de feu et de la production de pions en supposant par exemple un équilibre chimique supplémentaire. Ceci conduit à introduire une densité critique ("freeze out density")  $\rho_c$  où les particules cessent d'interagir. Une estimation de cette quantité est donnée par la relation :

$$\lambda_c = \frac{1}{\sigma_{int} \cdot \rho_c} \sim d_c \quad (17)$$

$\lambda_c$  : libre parcours moyen à la densité  $\rho_c$ .

$\sigma_{int}$  : section efficace d'interaction ( $\sigma_{N-N} \sim 30$  mb à haute énergie).

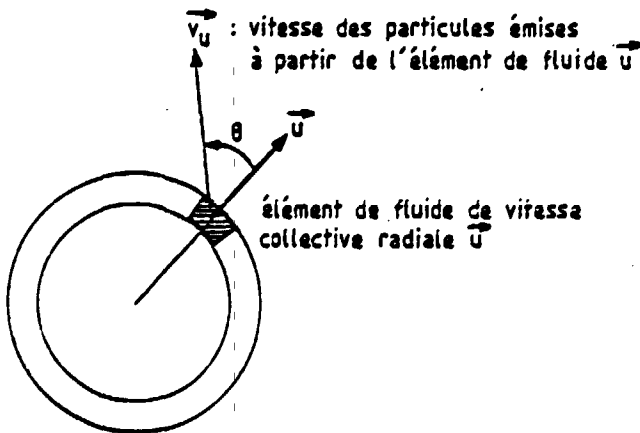
$d_c$  : distance critique comprise entre -

• la distance moyenne entre deux nucléons  $\sim \rho_c^{-1/3}$

• la taille de la boule de feu  $\sim N^{1/3} \rho_c^{-1/3}$  ( $N$  est le nombre de nucléons de la boule de feu.)

En fait, vu les incertitudes, la densité critique est souvent considérée comme paramètre libre dans les calculs.

#### Explosion thermique.



La prise en compte de l'expansion de la boule de feu nous amène à considérer le modèle d'explosion thermique "Blast-wave"<sup>46</sup> dérivé d'une description hydrodynamique de la collision. Dans cette image, la décompression de la boule de feu conduit à un mouvement collectif de la matière auquel se superpose une distribution thermique habituelle. La cinématique du problème est représentée sur la figure 15. Partant d'une distribution de Maxwell-Boltzmann pour les particules émises dans le référentiel de chaque élément

Fig. 15. Le modèle d'explosion thermique suppose un équilibre thermique local pour chaque élément de fluide constituant la boule de feu



dans le référentiel de chaque élément de fluide, soit :

$$f_u(\epsilon_u) = \frac{1}{2(\pi kT)^{3/2}} \sqrt{\epsilon_u} \exp(-\epsilon_u/kT) \quad (18)$$

il vient dans le référentiel de la boule de feu (transformation de Galilée de vitesse  $-u$ ) :

$$f(\epsilon) = \frac{1}{2(\pi kT)^{3/2}} \sqrt{\epsilon} \exp[-(\epsilon + W - 2\cos\theta \sqrt{\epsilon W})/kT] \quad (19)$$

$W = 1/2 m\vec{u}^2$  est l'énergie cinétique collective par particule.

Après intégration sur la variable angulaire,  $\theta$ , on obtient la distribution finale :

$$\tilde{f}(\epsilon) = \frac{1}{(\pi kT)^{1/2}} \frac{1}{\sqrt{W}} \exp[-(\epsilon + W)/kT] \times \sinh\left(\frac{2\sqrt{\epsilon W}}{kT}\right) \quad (20)$$

L'étape suivante consisterait à intégrer sur l'ensemble des cellules du fluide. Ceci implique de connaître la distribution de matière et la vitesse collective données par exemple par un calcul hydrodynamique. Cependant, sans aller jusqu'à là, on peut déjà noter qu'à grande énergie la distribution ci-dessus (équation (20)) ressemble à une loi de Boltzmann avec une température apparente,  $T_{app} = [d(\log \tilde{f}(\epsilon))/d\epsilon]^{-1}$ , soit :

$$T_{app} = T \left[ 1 - \frac{W}{\epsilon} \right]^{-1} = T \left[ 1 - \frac{u}{v} \right]^{-1} \quad (21)$$

où  $u$  est la vitesse d'expansion de la boule de feu

et  $v$  la vitesse des particules à l'énergie considérée ( $\epsilon$ )

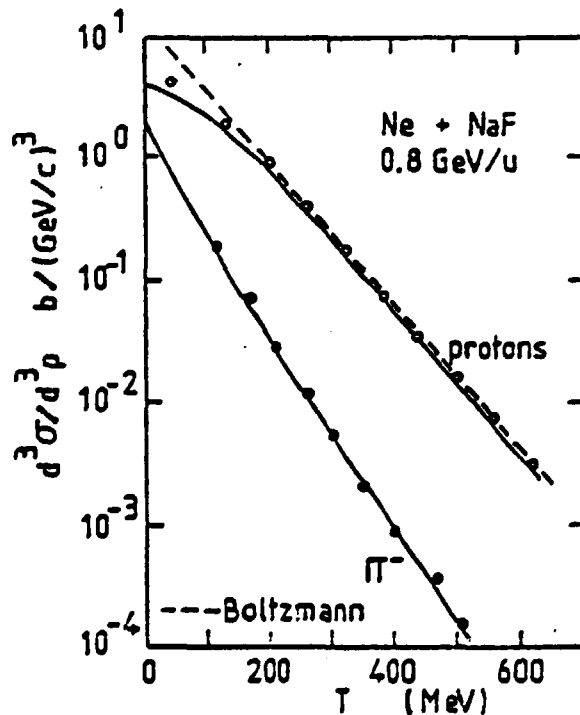


Fig. 16. Comparaison du modèle d'explosion thermique (réf.<sup>47</sup>) aux données de sections efficaces invariantes de protons et de  $\pi^-$  pour le système Ne + NaF à 800 MeV/u. Les paramètres sont  $T = 44$  MeV et une vitesse d'expansion de  $\beta = 0.37$ .

Les pions qui ont une vitesse beaucoup plus grande que les protons auront donc une "température" apparente plus faible en accord avec les observations expérimentales. Par ailleurs, à basse énergie, ce modèle produit aussi l'épaulement attendu dans les spectres de protons, comme cela est indiqué sur la figure 16 (réf.<sup>47</sup>). Bien qu'encourageante puisqu'elle laisse supposer la présence d'effets collectifs dus à la compression, cette description des phénomènes ne donne pas d'explication naturelle des anisotropies observées.

#### Cascades intra-nucléaires et autres approximations

Une autre approche, diamétralement opposée, qui permet de rendre compte raisonnablement de l'ensemble des résultats expérimentaux, est donnée par les modèles de cascades intra-

nucléaires<sup>48</sup>. Ces modèles laissent supposer une certaine contribution des processus de diffusion unique nucléon-nucléon. Une indication expérimentale concernant ce dernier point provient de l'épau-

lement des spectres de protons. Celui-ci apparaît vers 200 MeV, soit justement au voisinage de l'énergie des nucléons dans le centre de masse (182 MeV pour les mesures à 800 MeV/u). Cependant les calculs complets de cascades intra-nucléaires (comme d'ailleurs leurs opposés, les calculs hydrodynamiques) sont trop complexes pour permettre d'apprécier les liens existant entre les résultats du calcul et les hypothèses de départ. Pour mieux juger du rôle des collisions multiples, un certain nombre d'approximations ont donc été proposées comme le modèle de cascade linéaire ou le modèle tube sur tube ("Rows on Rows")<sup>49</sup>. Ces différents modèles reposent sur le fait que dans une théorie de collisions multiples la section efficace invariante peut de façon très générale être écrite sous la forme d'une somme incohérente<sup>50</sup>.

$$E \frac{d^3\sigma}{d^3p} = \sum_{\{N,N\}} \sigma_{AB}(M,N) F_{MN}(\vec{p}) \quad (22)$$

où  $\sigma_{AB}(M,N)$  représente la section efficace associée au processus où M nucléons de la cible (A) interagissant violemment avec N nucléons du projectile (B)

et  $F_{MN}(\vec{p})$  est la distribution spectrale des particules émises dans ce type de collisions.

On peut évaluer le terme de section efficace  $\sigma_{AB}(M,N)$  sur la base de trajectoires en ligne droite des nucléons et en utilisant la section efficace totale de collisions nucléon-nucléon. On retrouve ainsi une image proche du modèle macroscopique des tubes de feu. Il reste à déterminer la fonction de distribution spectrale  $F_{MN}(\vec{p})$ , qui peut par exemple être calculée dans le modèle de cascade linéaire évoqué ci-dessus. Une approximation supplémentaire conduit au modèle d'espace de phase<sup>51</sup>. La fonction spectrale est alors évaluée en supposant un équilibre statistique (et non plus seulement thermique) prenant en compte le nombre fini de particules en présence. Le résultat présent-

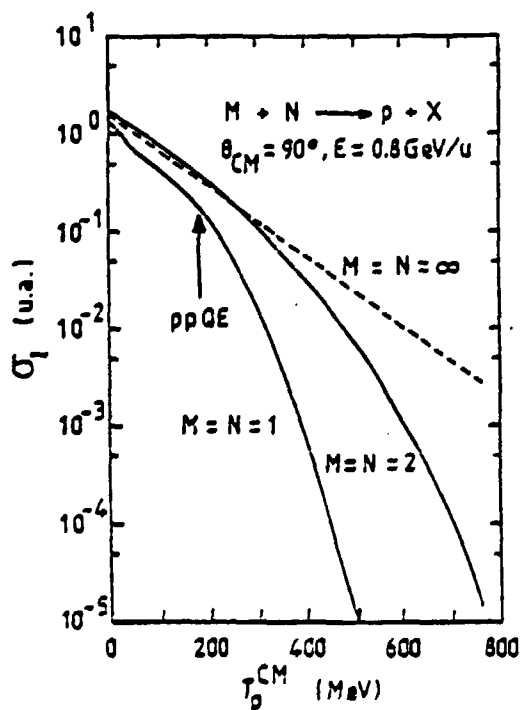


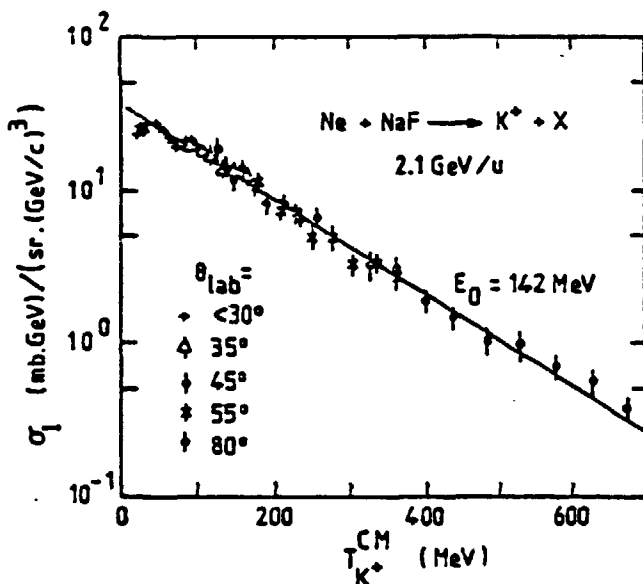
Fig. 17 Modèle d'espace de phase pour l'émission de proton à 90°c.m. dans les collisions de noyaux identiques à 800 MeV/u. Calcul de Bohrman. Figure extraite de la réf. 51.

té sur la figure 17 indique bien le rôle joué par les diffusions uniques nucléon-nucléon ( $M = N = 1$ ) pour reproduire l'épaulement des spectres de protons à basse énergie. Par ailleurs, on remarquera la contribution importante des collisions multiples ( $M + N > 2 + 2$ ) aux grandes énergies. Enfin un tel modèle d'équilibre statistique prédit naturellement une "température" des pions inférieure à celle des protons en raison de l'énergie dépensée pour produire ces pions.

A ce stade de la discussion nous nous retrouvons donc avec deux descriptions opposées des mêmes données expérimentales, soit d'une part le modèle d'explosion thermique (l'objection portant sur les anisotropies expérimentales pouvant être levée dans le cadre de calculs plus réalistes de type hydrodynamique) et d'autre part le modèle d'espace de phase décrit ci-dessus. Nous allons maintenant considérer comment des données plus récentes sur les kaons

s'insèrent dans ces deux approches.

I.3.4. Production de kaons et libre parcours moyen.



Les résultats concernant la production de K<sup>+</sup> sur le système Ne + NaF à 2,1 GeV/u sont reportés sur la fig. 18 (réf.<sup>52</sup>). Encore une fois la section efficace invariante montre une décroissance exponentielle caractérisée par un paramètre de perte  $E_0 = 142 \text{ MeV}$ . Malheureusement, cette valeur ne s'inscrit pas dans la "logique" des autres mesures (protons et pions) effectuées sur les mêmes système à 2,1 GeV/u. On a en effet la relation :

$$E_0(\pi) < E_0(p) < E_0(K) \quad (23)$$

Fig. 18 Données de sections efficaces invariantes des K<sup>+</sup> dans la réaction Ne + NaF à 2,1 GeV/u. L'ensemble des mesures à différents angles dans le laboratoire est utilisé pour construire un spectre d'énergie dans le centre de masse. réf.<sup>52</sup>

Ceci est en désaccord aussi bien avec le modèle d'explosion thermique qu'avec le modèle d'espace de phase. Dans le premier cas les effets d'entraînement dus au mouvement collectif sont

d'autant plus grands que la masse des particules est élevée ; on attendrait donc la relation :  $E_0(\pi) < E_0(K) < E_0(p)$ . Pour le modèle d'espace de phase, la contradiction est encore plus sévère, puisque le paramètre critique est alors l'énergie seuil pour la production des particules ce qui devrait conduire à :  $E_0(K) < E_0(\pi) < E_0(p)$ .

Il a été suggéré<sup>53</sup> qu'une explication de ce nouveau résultat provient des différences de libres parcours moyens pour les pions, les protons et les kaons ce qui conduirait à des densités critiques différentes pour chacune de ces particules.

Remarquons tout d'abord que l'entropie d'un ensemble de particules sans interaction s'écrit (équation de Sackur-Tetrode<sup>54</sup>).

$$\frac{S}{kN} = \frac{5}{2} + \ln \left[ \frac{gV}{Nh^3} (2\pi mkT)^{3/2} \right] \quad (24)$$

- N : nombre de particules
- V : Volume du système
- m, g : masse, facteur statistique des particules.
- T : température.

On s'attend donc pour une expansion isentrope à :

$$T = \rho^{2/3}, \quad (\rho = \frac{N}{V}) \quad (25)$$

Par ailleurs les libres parcours moyens sont reliés à la densité critique par l'équation (17)

$$\rho_c = \sigma_{int}^{-3/2} N^{-1/2} \quad (26)$$

soit encore

$$E_0 = T_c = \sigma_{int}^{-1} N^{1/3} \quad (27)$$

En tenant compte des sections efficaces d'interaction, respectivement ~ 140, 30 et 10 mb pour les pions, les protons et les kaons, on obtient bien la relation d'ordre (23), mesurée expérimentalement pour les paramètres de pente.

Cette interprétation ouvre la perspective fascinante de pouvoir mesurer différents stades de la réaction en changeant de particule test. Malheureusement nous verrons par la suite, qu'en ce qui concerne les aspects d'écoulement collectif, les phénomènes intéressants semblent se passer vers quelques centaines de MeV par nucléon, soit très en dessous du seuil de production des kaons ; quant aux pions, des mesures plus précises<sup>55</sup>, discutées en détail dans la troisième partie, montrent que l'interprétation des paramètres de pente en terme de température est pour le moins problématique. Une première indication à ce sujet apparait sur le tableau I, où nous avons reporté les valeurs des paramètres de pente pour les systèmes déjà présentés ci-dessus ainsi que des données plus récentes sur le système La + La (réf.<sup>56</sup>).

Il est clair que le résultat pour les pions, observé dans ce nouveau système, ne s'inscrit pas

dans la systématique des autres mesures et réclame une nouvelle interprétation. Enfin nous terminerons ces quelques remarques pessimistes en mentionnant que les données en La + La ne présentent pas d'épaulement dans les spectres de protons, ce qui semble exclure une fois de plus le modèle d'explosion thermique, les effets d'écoulement collectif devant, s'ils existent, augmenter avec la taille du système.

Tableau I

paramètre de pente $E_0$ $\sigma = \text{Exp}(-E/E_0)$	$E_0$ (MeV) Protons	$E_0$ (MeV) Pions ( $\pi^-$ )
C + C	68	62
Ne + NaF	75	62
Ar + KCl	79	66
La + La	83	53

#### I.4. Spectres inclusifs des particules composites.

Nous voudrions ici présenter les caractéristiques essentielles des spectres de particules composites et discuter très rapidement les implications de ces résultats. Sur la figure 19, sont reportées les sections efficaces invariantes des deutons et tritons pour le système C + C à 0.8 GeV/u. Ces spectres sont comparés à ceux des protons, en utilisant la loi de puissance caractérisée par la

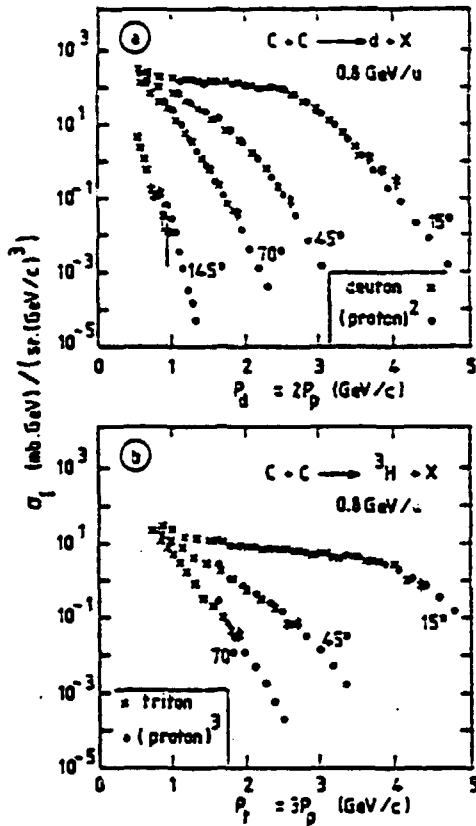


Fig. 19. Sections efficaces invariantes des particules composites (d et t) comparées aux résultats des protons (loi de puissance - éq. (28)). Système C + C à 800 MeV/u. Data réf.<sup>3</sup>.

$$E_f \frac{d^3\sigma}{d^3p_f}(\vec{p}_f) = \left[ E_p \frac{d^3\sigma}{d^3p} \left( \vec{p} = \frac{\vec{p}_f}{n_f} \right) \right]^{n_f} \quad (28)$$

où le membre de gauche est la section efficace invariante des fragments d'impulsion  $\vec{p}_f$  ayant  $n_f$  nucléons. Dans le membre de droite apparaît la section efficace invariante des protons ayant même vitesse que les fragments considérés. Plusieurs modèles donnent une relation fonctionnelle du type ci-dessus.

Modèle de Coalescence (spin, iso-spin négligés)

Le modèle de coalescence<sup>57</sup> suppose que si deux nucléons ont une impulsion relative inférieure à une valeur donnée ( $p_0$ ), ils forment une particule composite. La probabilité d'avoir, dans l'espace des impulsions, un nucléon donné dans la sphère de rayon  $p_0$  centrée sur l'impulsion  $\vec{p}$  vaut :

$$\frac{1}{M} \times \frac{4}{3} \pi p_0^3 \times \frac{1}{\sigma_R} \times \frac{d^3\sigma}{d^3p}(\vec{p}) \quad (29)$$

où M est la multiplicité des nucléons présents

$$\frac{1}{\sigma_R} \frac{d^3\sigma}{d^3p} \text{ donne la densité d'occupation } \frac{d^3n}{d^3p}$$

avec  $\sigma_R$  la section efficace de réaction.

La probabilité d'avoir A nucléons centrés autour de l'impulsion  $\vec{p}$  sera donc :

$$\frac{1}{M} \frac{1}{\sigma_R} \frac{d^3\sigma}{d^3p} \times \left[ \frac{1}{M} \frac{4}{3} \pi p_0^3 \frac{1}{\sigma_R} \frac{d^3\sigma}{d^3p} \right]^{A-1} \times \binom{A}{M} \quad (30)$$

où le 1er terme donne la probabilité qu'un nucléon ait l'impulsion considérée.

le second terme que A - 1 nucléons soient dans la sphère de rayon  $p_0$  centrée sur cette valeur

et  $\binom{A}{M} \sim \frac{M^A}{A!}$  pour  $A \ll M$  donnent les différentes combinaisons possibles.

On passe aux sections efficaces en multipliant par  $\sigma_R$ , ce qui donne finalement :

$$\frac{d^3\sigma}{d^3p} = \frac{1}{A!} \left[ \frac{1}{\sigma_R} \frac{4}{3} \pi p_0^3 \right]^{A-1} \left( \frac{d^3\sigma}{d^3p} \right)^A \quad (31)$$

Une difficulté de principe du modèle de coalescence est que la section efficace qui apparaît dans le membre de droite (éq.31) fait référence à la population initiale des protons, alors que la comparaison expérimentale se fait à partir de populations finales. Il faudrait donc pour justifier

Le succès de la loi de puissance que la production de composites soit faible, pour ne pas perturber la distribution initiale des nucléons. Cette condition n'est pas toujours vérifiée expérimentalement.

Le modèle d'équilibre chimique.

Une autre approche basée sur l'hypothèse d'un équilibre chimique<sup>58</sup> entre les constituants du système conduit aussi à la relation fonctionnelle souhaitée (éq.28). La loi d'action de masse qui relie les populations  finales  des différents composants du système s'écrit, par exemple, pour les deutons :

$$\frac{[N_d]}{[N_p] \times [N_n]} = \left(\frac{\lambda_T^3}{V}\right) \times \frac{3}{\sqrt{2}} \tag{32}$$

où  $[N_x]$  est le nombre de particules du type x dans le système (x = p, n, d, etc...),

$\lambda_T$  est la longueur d'onde thermique du proton :

$$\lambda_T = h (2\pi m_p kT)^{-1/2}$$

V est le volume du système

et les constantes proviennent des facteurs d'alignement de spin. (On a négligé l'énergie de liaison du deuton).

Par ailleurs, l'hypothèse d'un équilibre thermique conduit à des distributions d'énergie du type Maxwell-Boltzmann, soit :

$$\frac{d^3 N_x}{d^3 p_x} = [N_x] \frac{\exp(-E_x/kT)}{[2\pi M_x kT]^{3/2}} \tag{33}$$

En combinant les relations (32) et (33) avec les conditions supplémentaires  $E_d/2 = E_n = E_p$  et  $E_d/2 = E_n = E_p$ , on obtient simplement :

$$\frac{d^3 N_d}{d^3 p_d} = \frac{3}{4} 2^3 (2\pi)^3 \left(\frac{h^3}{V}\right) \frac{[N_n]}{[N_p]} \left(\frac{d^3 N_p}{d^3 p_p}\right)^2 \tag{34}$$

où le terme  $2^3$  provient du fait que l'on compare des distributions à la même impulsion par nucléon,  $d^3 p_d = 2^3 d^3 p_p$ .

A noter que pour un système symétrique en isospin, on peut supposer  $[N_n] = [N_p]$ .

Dimension de la "boule de feu"

L'apparition du volume d'interaction V dans l'équation (34) suggère d'utiliser les rapports de production de particules composites pour mesurer la taille du système, une préoccupation que nous retrouverons dans les mesures d'interférométrie présentées dans la seconde partie. Une extension du modèle de coalescence, proposée par Sato et Yazaki<sup>59</sup>, permet de clarifier le sens à donner aux rayons de source déterminés de cette façon. Tenant compte de la fonction d'onde du deutéron, ils obtiennent ainsi une relation entre le paramètre empirique  $P_0$  du modèle de coalescence (éq..31) et la taille du système, soit :

$$\frac{4}{3} \pi \left(\frac{P_0}{h}\right)^3 = \frac{3}{4} 2^3 (2\pi)^3 \left[ \frac{v_d^{v/(v_d + v)}}{2\pi} \right]^{3/2} \tag{35}$$

où  $v_d = 0,2 \text{ fm}^{-2}$  caractérise l'extension spatiale du deutéron.

et  $v$  est relié au rayon quadratique moyen d'une source gaussienne par :  $R_g = (3/2v)^{1/2}$

L'analyse des données en  $\text{Ne} + \text{U}$  à 400 MeV/u donne ainsi un rayon  $R_g \sim 4,5 \text{ fm}$ . De façon générale, les résultats semblent peu sensibles à l'énergie du projectile et augmentent avec la masse totale du système initial (seulement 2,6 fm pour  $\text{Ne} + \text{NaF}$  à 800 MeV/u (réf.<sup>61</sup>). En fait, il faut souligner que ce type de mesure est quelque peu ambigu. La méthode expérimentale n'est en effet sensible qu'au rapport  $(P_0^3/\sigma_0)$  où  $\sigma_0$  est la fraction de la section efficace de réaction ( $\sigma_R$ ) conduisant au système excité qui produit les particules composites. Notre ignorance sur  $\sigma_0$  (typiquement on utilise la section efficace géométrique) se reflète donc directement dans les valeurs de rayon de source déterminés de cette façon.

### Entropie

La relation entre l'entropie et les différentes proportions de particules dans un mélange en équilibre chimique permet d'envisager une autre application des mesures de taux de production des particules composites. L'intérêt d'une détermination de l'entropie vient de ce qu'elle pourrait être fixée à un stade relativement initial de la réaction contrairement à la température ou au volume qui varient de façon continue pendant la phase d'expansion du système. Nous ne présenterons ici que quelques indications sur ce problème, une discussion plus détaillée étant laissée à d'autres<sup>62</sup>. Siemens et Kapusta<sup>63</sup> ont proposé de calculer l'entropie par nucléon à partir de la relation :

$$\frac{S}{A} = 3,95 - \ln\left(\frac{N_d}{N_p}\right) \quad (36)$$

où  $N_d/N_p$  est le rapport de production des deutérons et des protons.

Cette expression présuppose implicitement que la densité du système soit suffisamment faible pour que les différentes "espèces" constituant le système soient indépendantes. En fait, cette approximation n'est pas bien vérifiée et Bertsch<sup>64</sup> a donné une dérivation différente de la même formule (éq.36) où cependant les nombres de protons ou deutons ne font plus référence aux particules réellement observées mais à un comptage de ces particules dans les différents "clusters" (particules composites). On définit ainsi les quantités :

$$\begin{aligned} d^{\text{like}} &\sim d + \frac{3}{2} ({}^3\text{H} + {}^3\text{He}) + 3 {}^4\text{He} + \dots \\ p^{\text{like}} &\sim p + d + {}^3\text{H} + 2 ({}^3\text{He} + {}^4\text{He}) + \dots \end{aligned} \quad (37)$$

Pratiquement, les valeurs d'entropie déduites des résultats expérimentaux sont très supérieures aux prédictions théoriques. Stücker<sup>65</sup> a indiqué que l'origine d'un tel désaccord pourrait être la production de noyaux légers instables qui contribuent de façon importante aux populations finales des seuls isotopes stables observés. Cet effet peut être jugé sur la figure 20, extraite du modèle d'explosion-évaporation de Fai et Randrup<sup>66</sup> où les populations relatives des noyaux légers ont été reportées avant et après l'étape d'évaporation. La prise en compte de ces noyaux instables a une double conséquence, d'une part la relation entre entropie et rapport de production  $d/p$  n'est plus

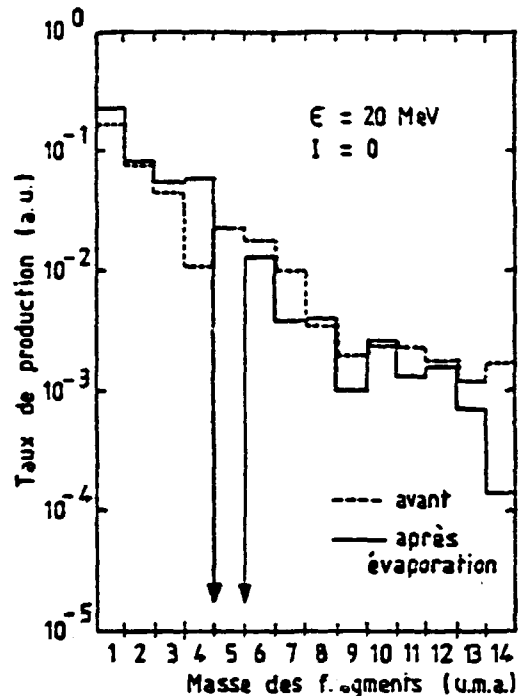


Fig. 20 Modèle d'explosion-évaporation de Fai-Randrup<sup>65</sup>. En pointillé taux de production des noyaux de masse A avant l'évaporation. En trait plein, résultat du calcul après la phase d'évaporation.  $\epsilon$  est l'énergie d'excitation par nucléon du système qui est supposé symétrique en isospin ( $I = 0$ ).

donnée par les formules simples ci-dessus (éq. 36 et 37), d'autre part les spectres d'énergie de particules légères peuvent être modifiés par rapport à leur distribution thermique initiale. Ce dernier point est à garder en mémoire lorsque l'on cherche à interpréter les paramètres de pente expérimentaux en termes de température. Pour terminer ce survol des problèmes concernant la détermination d'entropie dans les collisions d'ions lourds, nous mentionnerons que les approches théoriques présentées ci-dessus négligent les effets de surface. Cette approximation n'est sans doute pas justifiée<sup>64</sup>, particulièrement pour les systèmes légers.

#### I.5 Conclusion de la première partie

Si l'on cherche à effectuer un bilan des enseignements que l'on peut tirer des données inclusives que nous avons passées en revue, nous nous aperce-

vons que, malgré les précautions prises pour bien séparer les mécanismes de réaction (mesures sur des systèmes symétriques, à 90° c.m.), de nombreuses ambiguïtés restent dans l'interprétation des résultats. Qualitativement, divers modèles permettent d'expliquer tel ou tel aspect des résultats mais des difficultés surgissent dès qu'on cherche à vérifier les conséquences de ces différentes approches. L'origine de ces difficultés peut être reliée à l'intégration sur tous les paramètres d'impact qui caractérisent ces mesures inclusives. Il semble clair, en effet, que les collisions à grand paramètre d'impact, où le nombre de participants est faible, sont dominées par les aspects de diffusion individuelle nucléon-nucléon tandis que les phénomènes plus collectifs sont attendus (ou plus exactement espérés) pour les collisions centrales. Les données inclusives étant dominées par les grands paramètres d'impact, il est donc naturel que les modèles du type cascade intra-nucléaire en donnent une description globale satisfaisante. C'est aussi la raison pour laquelle nous avons peu insisté dans cette première partie sur les descriptions de type hydrodynamique. Ces remarques étant d'ordre purement théorique, il est important d'en chercher des justifications expérimentales plus directes et c'est ce que permettent les mesures plus exclusives comme les corrélations à deux particules. En ce qui concerne les déterminations de taille de source à partir des rapports de production de particules composites, nous en avons souligné les limitations. Les mesures d'interférométrie nucléaire donnent une autre technique expérimentale pour aborder cette question. Enfin, les corrélations à deux particules permettent aussi d'étudier la production de noyaux instables dont nous avons vu qu'ils sont au centre des discussions sur la mesure d'entropie.



Avant d'aborder la deuxième partie, où nous traiterons de ces différentes questions, nous voudrions faire quelques remarques concernant les mesures de température à partir des spectres expérimentaux. S'il est vrai qu'un système suffisamment grand en équilibre thermique à haute température conduit à des spectres de particules du type Boltzmann caractérisés par un paramètre de pente  $E_0 = kT$ , la démarche inverse nécessite quelques précautions.

### 1 Systèmes asymétriques.

La distribution de Boltzmann ci-dessus fait référence au centre de masse de la source émissive. Pour un système asymétrique il y a, dans l'image de la boule de feu, différentes sources caractérisées par des vitesses d'entraînement différentes et l'utilisation d'une source équivalente unique n'est pas toujours justifiée. A titre d'exemple, nous pouvons citer le cas du système Ne + U à 400 MeV/u (réf.<sup>39</sup>). Les caractéristiques de la boule de feu moyenne (correspondant au paramètre d'impact qui a le poids maximum  $\sim 4,8$  fm) donnent une température  $T = 50$  MeV et une vitesse  $\beta = 0,27$ . En fait, un ajustement par une seule source des données expérimentales aux grands angles, incluant aussi les particules composites d,  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$ , conduit à  $T = 40$  MeV,  $\beta = 0,15$  (réf.<sup>67</sup>). Toujours pour le même système, l'inclusion d'isotopes lourds donne des résultats allant de  $T = 50$  MeV,  $\beta = 0,076$  à  $T = 27$  MeV,  $\beta = 0,06$  suivant la gamme angulaire et la dynamique en énergie choisies ! Cette difficulté semble disparaître dans le cas des systèmes symétriques (d'où leur choix dans notre discussion). En fait, on retrouve le même problème dans les approches type "tube de feu" ou "row sur row". Les données à  $90^\circ$ c.m. étant cependant moins sensibles puisque dominées par des collisions où un nombre équivalent de nucléons de la cible et du projectile participent à la collision.

### 2 Aspects hydrodynamiques ou collectifs.

Nous avons vu que le modèle d'explosion thermique donne une température apparente différente de celle liée à l'équilibre thermique. L'effet dépend de la masse du fragment considéré et rend encore plus problématique l'ajustement avec une seule source à température unique des données correspondant à des fragments de masses très différentes lorsque des phénomènes de ce type sont attendus (cf. aussi les effets coulombiens à basse énergie).

### 3 Noyaux instables

Dans l'hypothèse d'un équilibre thermo-chimique, les noyaux instables sont produits préférentiellement (énergie de liaison plus faible). Ils se désintègrent par la suite en émettant des particules légères (n, p, d, ...). Les spectres de ces dernières particules sont donc constitués de la superposition entre le spectre thermique propre de la particule considérée et le spectre thermique d'un noyau beaucoup plus lourd (vitesse plus faible) convolué par la dynamique du processus de désintégration. En fait, ce type de scénario est exactement celui que nous retiendrons dans la troisième partie pour expliquer les paramètres de pente des spectres de pions : équilibre thermique entre nu-

cléon et  $\Delta$ , puis désintégration du  $\Delta$  en un nucléon et un pion. A ce sujet nous noterons qu'une distribution de type Boltzmann s'applique à la section efficace différentielle  $d^3\sigma/d^3p$  et non pas à la section efficace invariante  $E d^3\sigma/d^3p$ . Cela a peu d'influence pour les protons (dans la gamme d'énergie des expériences présentées ci-dessus), le terme de masse dominant dans l'énergie totale  $E$ . Par contre les paramètres de pente des spectres de pions sont sérieusement affectés par cette correction.

Pour le système  $Ne + NaF$ , on passe ainsi d'un paramètre de pente  $E_0(\pi) = 102$  MeV (réf.<sup>3</sup>) à une nouvelle valeur de 80 MeV environ. Par ailleurs la nature exponentielle des spectres de pions est nettement dégradée. L'analogie avec le paramètre de pente des protons ( $E_0 \sim 122$  MeV) qui incitait à une description des phénomènes à partir d'un modèle thermique est donc sérieusement remise en cause. Nous avons cependant conservé pour des raisons pédagogiques une présentation traditionnelle des données telle qu'elle apparaît le plus souvent dans la littérature.

#### 4 Limites d'espace de phase.

La contamination due aux noyaux instables, ou les facteurs pré-exponentiels des formules de densité de niveaux à basse énergie, peuvent inciter à déterminer les paramètres de pente aux énergies de particules les plus grandes possibles. On se heurte alors aux limites d'espace de phase du système. Une description du système en terme de température (ensemble canonique) devient incorrect et les spectres d'énergie perdent leur nature exponentielle ; même dans le cadre d'un équilibre statistique, une analyse qui tienne compte de la conservation d'énergie devient nécessaire (ensemble microcanonique).

## DEUXIEME PARTIE : CORRELATION A DEUX PARTICULES

### II.1 Corrélations à grand angle : tests expérimentaux du rôle des collision nucléon-nucléon

Nous avons vu qu'une approche simple, le modèle d'espace de phase de Knoll et Bohrmann<sup>68</sup>, permet de rendre compte de bon nombre de résultats inclusifs. Aux deux extrêmes de cette description on trouve d'une part le mécanisme de diffusion simple d'un nucléon du projectile sur un nucléon de la cible et d'autre part le modèle purement thermique à la limite d'un grand nombre de nucléons participant à la collision. Une étude expérimentale de l'importance relative de ce premier mécanisme est possible en mesurant la corrélation cinématique entre deux protons diffusés quasi-élastiquement. Par ailleurs, Hatch et Koonin<sup>69</sup>, partant de cette hypothèse de diffusion simple N-N, ont montré qu'une description raisonnable des données inclusives pourrait être obtenue sous réserve de choisir une distribution de Fermi dans les noyaux incluant des composantes à grande impulsion. Il a même été suggéré d'étudier cette distribution d'impulsion par la mesure des protons énergiques rétrodiffusés (ou à grande impulsion transverse) dans les collisions noyau-noyau à haute énergie. Dans l'opti-

que d'une recherche des effets de compression dans ces collisions noyau-noyau, il est clair que seul un mécanisme de collisions multiples et non pas un processus de diffusion unique du type quasi-élastique (QE) peut conduire aux phénomènes intéressants. Préciser l'origine des protons énergiques à l'arrière, de façon à confirmer (ou infirmer) l'hypothèse de Hatch et Koonin, et plus généralement étudier l'importance relative des deux mécanismes ci-dessus (collisions multiples vs diffusion Q.E) semblent donc essentiels. Nous tenterons à la lumière de quelques résultats expérimentaux de corrélations proton-proton d'apporter les éléments de réponse à ces différentes questions.

Expériences :  $^{12}\text{C}(p,2p)\text{X}$

Une des hypothèses avancées pour expliquer la présence de protons rétrodiffusés de grande énergie dans les collisions hadron-noyau a été proposée par T. Fujita<sup>70</sup> ("correlated cluster model"). Ce modèle prédit une corrélation cinématique avant-arrière très différente de celle attendue dans le cadre d'une interprétation en terme de diffusion QE nucléon-nucléon à partir de composantes d'impulsions élevées dans la distribution de Fermi<sup>7</sup>. L'expérience de Dubna<sup>72</sup>,  $^{12}\text{C}(p,2p)$  a été réalisée pour tester ces différentes approches. Les conditions expérimentales sont schématiquement décrites sur la figure 21c, l'énergie du faisceau de proton est de 640 MeV. Un proton  $p_1$  est détecté à l'avant à l'angle  $\alpha_1$  dans la fenêtre d'énergie cinétique,  $255 < T_1 < 330$  MeV. L'énergie du proton  $p_3$  corrélé à l'arrière (angle  $\alpha_3$ ) est mesurée entre 50 et 145 MeV. Les résultats sont présentés sur les figures 21a et 21b. Le pic observé à l'angle  $\alpha_3 \sim 120^\circ$  est très proche de celui attendu dans la diffusion quasi-élastique du proton incident sur un cluster de deux nucléons (p,N). Ce résultat n'est pas particulièrement surprenant, la fenêtre d'énergie cinétique du proton  $p_1$  (255-330 MeV) ayant été justement choisie pour favoriser le processus ci-dessus, par rapport à la diffusion QE, proton-proton qui conduirait à :  $470 < T_1 < 565$  MeV. Par contre, une part importante de la section efficace inclusive associée au proton à l'arrière se retrouve dans cette seule mesure en corrélation. Les auteurs excluent donc pour origine essentielle de ces protons énergiques à l'arrière un mécanisme de diffusion sur un nucléon ayant une grande impulsion virtuelle dans le noyau. Cependant le calcul de l'espace de phase associé au processus

$$p_0 + [p N] \rightarrow (p_1 N)_{\Delta=0} + p_3 \quad (39)$$

où l'on suppose que la paire de nucléons émise à l'avant avec une impulsion relative nulle ( $\Delta=0$ ) donne une distribution angulaire beaucoup trop étroite (cf. fig. 21b). A l'inverse le calcul de J. Knoll<sup>73</sup>, utilisant son modèle d'espace de phase pour la collision nucléon-noyau, donne une bonne représentation du "fond" des distributions angulaires mais ne permet pas de reproduire le pic observé pour la corrélation  $\alpha_1 \sim 10^\circ$  et  $\alpha_3 \sim 122^\circ$ . En fait J. Knoll fait remarquer que cette corrélation angulaire correspond exactement à la situation où les deux nucléons émis à l'avant ont la même énergie. On s'attend alors à une interaction importante dans l'état final qui n'est évidemment pas pris

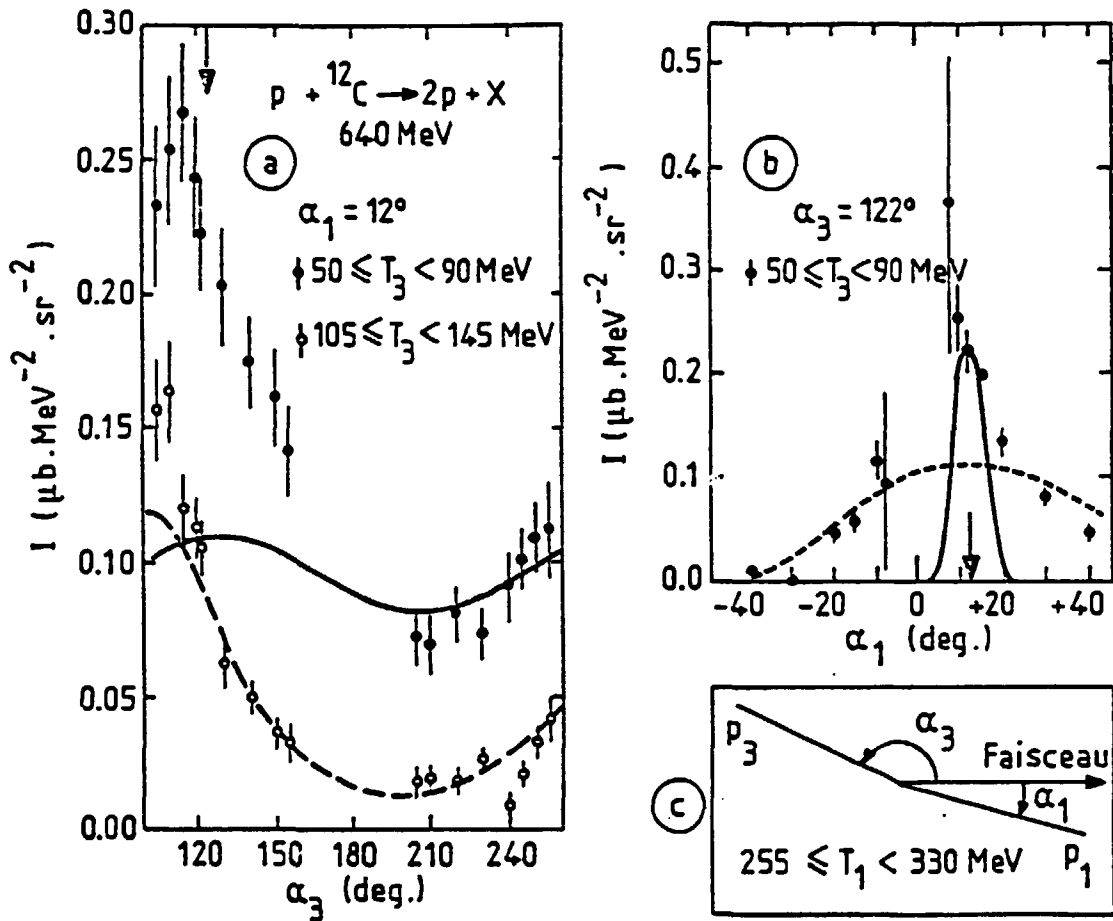


Fig. 21 a) Sections efficaces différentielles pour la réaction  $p + {}^{12}\text{C} \rightarrow 2p + \dots$  en fonction de l'angle  $\alpha_3$  et  $\alpha_1 = 12^\circ$  fixe. La flèche à  $\alpha_3 \sim 122^\circ$  indique la corrélation attendue pour le processus décrit dans le texte (éq.39). Les lignes (— et —) représentent le calcul de J. Knoll<sup>73</sup>. b) Distribution angulaire par rapport à  $\alpha_1$  et  $\alpha_3 = 122^\circ$  fixe. La ligne — représente la distribution attendue pour le processus décrit dans le texte (éq.39). La ligne — correspond au calcul de Knoll ci-dessus. c) Description schématique de l'expérience. Data réf.<sup>72</sup>.

en compte dans son calcul. On peut donc raisonnablement conclure à partir de ces résultats que d'une part l'hypothèse des très grandes impulsions virtuelles des nucléons dans les noyaux n'est pas supportée par l'expérience et que d'autre part le modèle d'espace de phase de Knoll, pour lequel les collisions multiples jouent un rôle important, donne au contraire une description satisfaisante des données là où il est applicable.

Réactions :  ${}^{12}\text{C} + {}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{12}\text{C} + \text{Pb}$  et  ${}^{40}\text{Ar} + \text{Pb}$

Alors que l'expérience discutée précédemment était volontairement construite pour éliminer la diffusion quasi-élastique nucléon-nucléon, nous allons maintenant nous placer dans la situation inverse pour tenter d'évaluer la contribution de ce processus dans les collisions noyau-noyau. La figure 22a montre le principe de la mesure effectuée par Nagamiya et al.<sup>74</sup> sur les systèmes  ${}^{12}\text{C} + {}^{12}\text{C}$  et  ${}^{12}\text{C} + \text{Pb}$  à 800 MeV/u. Deux protons sont mesurés en coïncidence, l'un est analysé dans un spectromètre (impulsion  $p_1$ , angle  $\theta_1 = 40^\circ$  par rapport au faisceau), le second d'énergie supérieure à 100 MeV est détecté soit dans le plan du spectromètre ( $\theta_2 = 40^\circ$ ,  $\phi_2 = 180^\circ$ ) soit dans le plan perpendi-

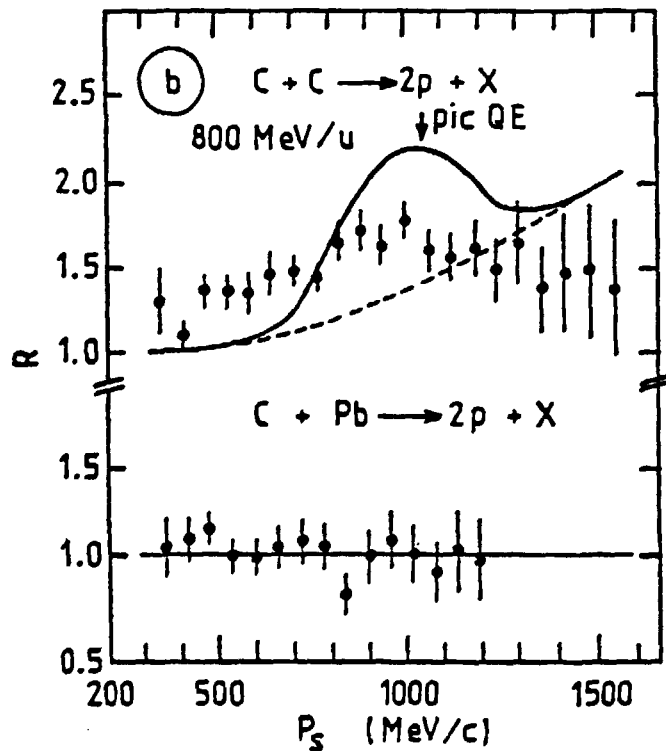
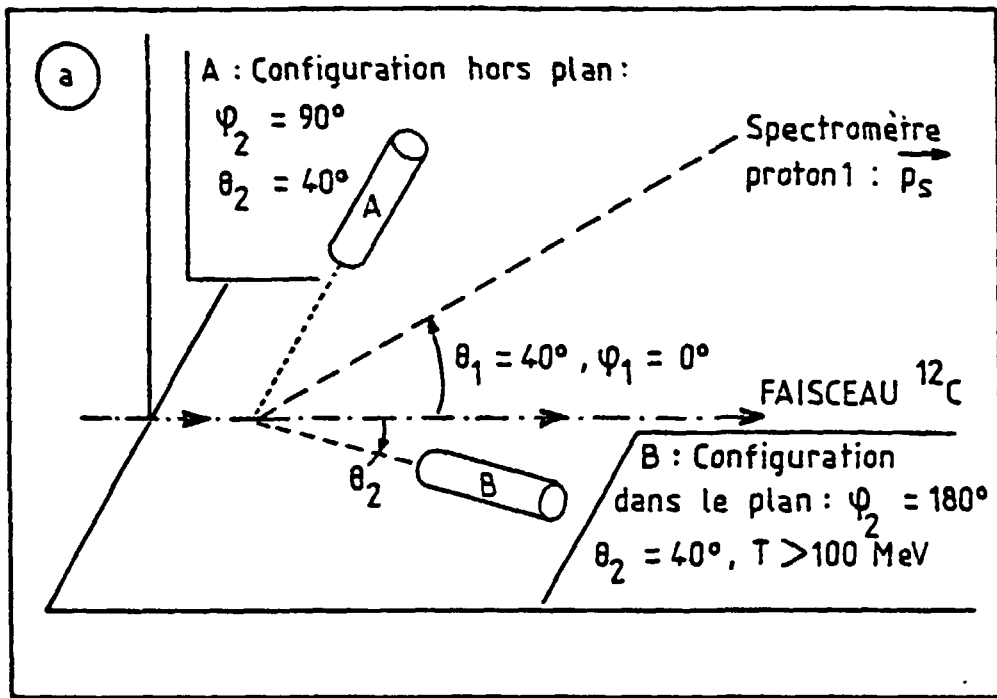


Fig.22 Rapport des taux de coïncidence entre deux photons détectés en configuration "en et hors plan". a) Description schématique de l'expérience. b) Résultats pour les systèmes C + C et C + Pb. Les lignes — correspondent au calcul de J. Knoll<sup>73</sup>, la ligne ---- représente la contribution des seules collisions multiples ( $M + N > 2$ ). Data réf.<sup>74</sup>.

culaire ( $\theta_2 = 40^\circ$ ,  $\phi_2 = 90^\circ$ ). Le rapport R des deux mesures, dans et hors du plan, est présenté sur la figure 22b en fonction de l'impulsion du proton dans le spectromètre. On voit clairement apparaître un pic vers 1 GeV/c pour le système  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  alors que les résultats en  $^{12}\text{C} + \text{Pb}$  sont complètement plats. Cette impulsion est exactement celle attendue dans le cas d'une diffusion quasi-élastique

proton-proton. On a aussi reporté sur la figure les calculs d'espace de phase de Knoll<sup>73</sup>. La position du pic est bien reproduite, mais les collisions multiples (—) prédisent un accroissement du rapport R, aux grandes impulsions de protons ; à ma connaissance cette idée n'a pas été poursuivie du point de vue expérimental. En ce qui concerne les données sur le système lourd, C + Pb, il est important de noter que les résultats ne permettent pas de conclure simplement à l'absence de diffusion quasi-élastique. En effet le "signal" associé à deux protons diffusés quasi-élastiquement est progressivement noyé dans le "bruit de fond" associé à deux protons non corrélés lorsque la multiplicité augmente (i.e. pour les systèmes plus lourds).

Des mesures plus complètes effectuées par le même groupe<sup>75</sup> donnent aussi le rapport R en fonction de l'angle du spectromètre dans le laboratoire. Les résultats sont présentés sur la figure 23. Les mesures sont cette fois intégrées sur la distribution d'impulsion dans le spectromètre. On retrouve bien, pour le cas de la collision C + C, un maximum à 40° correspondant à la diffusion QE nucléon-nucléon. Une analyse plus détaillée de ces données<sup>76</sup> permet d'estimer la proportion des diffusions QE dans la collision, soit environ 40 % pour les systèmes légers comme C + C ou Ne + NaF.

Les données en Ar + Pb qui apparaissent au bas de la figure 23 sont plus difficiles à interpréter. Une première explication avancée pour justifier la valeur du rapport observé aux angles intermédiaires ( $R < 1$  pour  $\theta_s < 70^\circ$ ) fait appel à la notion d'écran ("shadowing").

Les effets de rediffusion dans la partie spectatrice de la cible pourraient ainsi favoriser l'émission hors du plan par rapport à l'émission dans le plan. Cependant cette image ne permet pas de comprendre pourquoi le rapport R redevient positif aux grands angles. Cette dernière constatation a conduit Csernai et al.<sup>77</sup> à proposer une autre interprétation qui prend en compte la distribution d'impulsion des protons détectés dans le spectromètre. Il apparaît ainsi que les mesures aux angles intermédiaires ( $R < 1$ ) correspondent à des protons d'énergie moyenne élevée, tandis qu'au contraire leur énergie est petite pour les grands angles ( $R > 1$ ). Ce résultat

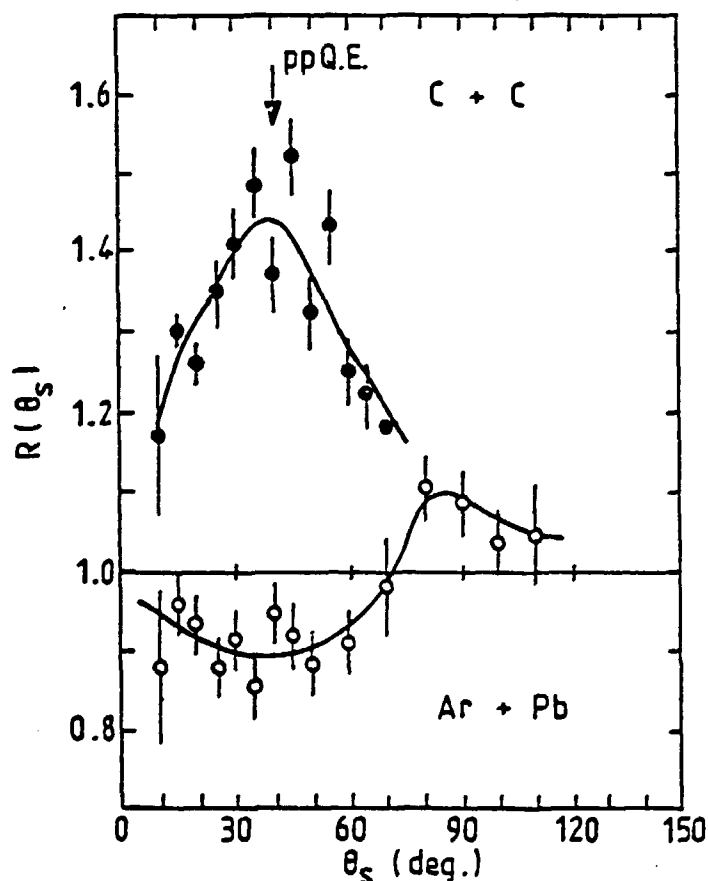


Fig.23 Même dispositif expérimental que celui décrit dans la figure 22a. Variation du rapport de coïncidence dans et hors plan en fonction de l'angle du spectromètre. Les lignes — ne sont là que pour guider l'oeil. Data réf.<sup>75</sup>.

tat est aussi celui attendu dans une description hydrodynamique de la collision dont un exemple de calcul est présenté sur la figure 24. Aux grands angles on a tendance à détecter en coïncidence un proton issu du projectile en opposition avec un proton lent provenant de la cible ( $R > 1$ , énergie faible). Cette corrélation disparaît aux angles intermédiaires où l'on favorise au contraire l'émission de protons énergiques d'un même côté par rapport au faisceau ce qui diminue le rapport des coïncidences dans et hors du plan du spectromètre ( $R < 1$ ). On voit ainsi apparaître pour les systèmes suffisamment lourds une indication d'effet collectif du type hydrodynamique. A ce sujet nous noterons que l'essentiel des mesures détaillées, de type inclusif, a été effectué sur des systèmes légers. Il n'est donc pas très surprenant que les approches les plus simples du type cascade intra-nucléaire en aient donné une description satisfaisante. Ce n'est que pour des systèmes plus lourds ou par des mesures plus exclusives que l'on peut espérer mettre en évidence les effets de compression de la matière nucléaire. La déviation des paramètres de pente du système  $La + La$  par rapport à la systématique des noyaux légers (cf. Tableau I, première partie) nous oriente d'ailleurs vers les mêmes conclusions.

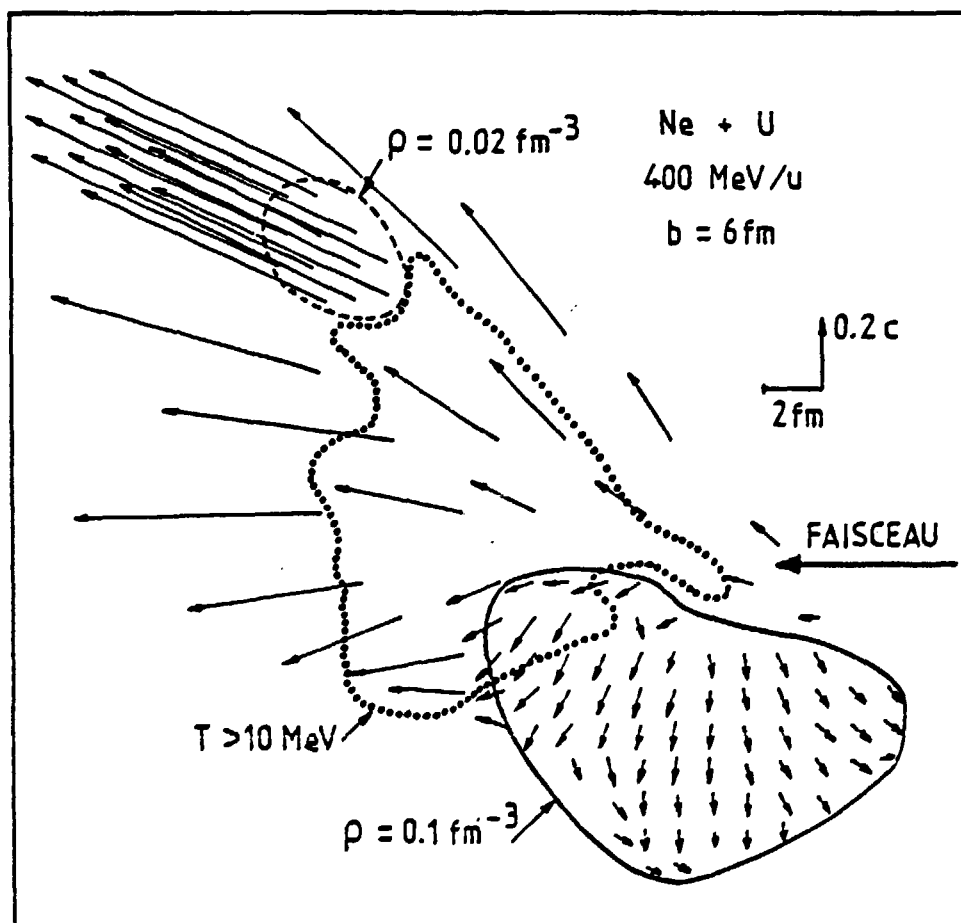


Fig.24 Résultat d'un calcul hydrodynamique par Stöcker et al.<sup>79</sup>. A noter l'effet très net de rebondissement du projectile.

## II.2 Corrélation à faible impulsion relative. Interférométrie nucléaire

### II.2.1 Quelques rappels historiques [H-B et T], [G.G.L.P.]

Nous avons déjà évoqué la possibilité d'évaluer la taille de la boule de feu à partir du taux de production de particules composites. Ce type de renseignements est particulièrement intéressant puisque couplés à une mesure du nombre de participants, ils peuvent donner des indications sur la densité du système pendant la collision.

Une autre méthode consiste à effectuer une mesure d'interférométrie qui utilise les propriétés de symétrie de la fonction d'onde de deux bosons (comme deux mesons  $\pi$ ). Ce type de technique a été initié il y a plus de trente ans par Hanbury-Brown et Twiss<sup>79</sup> [H-B et T] dans le domaine de la radio-astronomie (détermination de la taille des étoiles). La mesure de la moyenne temporelle de la corrélation entre l'émission lumineuse (photons) à une fréquence donnée provenant d'une même étoile, par deux détecteurs situés à une distance  $d$  est ainsi caractérisée par une relation du type :

$$\langle C \rangle_t = \cos\left(\omega \times \frac{R}{D} \times d\right) \quad (40)$$

où :  $\lambda = 2\pi/\omega$  est la longueur d'onde d'analyse des détecteurs

$R$  et  $D$  le diamètre et la distance de l'étoile

et  $d$  la distance entre les détecteurs de mesure.

Bien que le calcul de la relation ci-dessus puisse se faire dans le cadre classique d'interférence entre ondes lumineuses, cette technique repose fondamentalement sur l'indiscernabilité des photons qui parviennent aux détecteurs (i.e. la symétrie de la fonction d'onde).

Goldhaber, Goldhaber, Lee et Pais<sup>80</sup> ont été les premiers à étendre ce type de technique au domaine des particules élémentaires. Cependant il ne s'agit plus cette fois d'étudier la fluctuation temporelle d'une fonction de corrélation, mais les corrélations en impulsion et en énergie induites par la symétrie de la fonction d'onde ; le phénomène observé concerne la distribution angulaire relative de deux pions chargés dans l'annihilation  $\bar{p}, p$  (expérience de chambre à bulles) à 1,05 GeV/c. G.G.L.P. montrèrent que l'introduction de la symétrie de la fonction d'onde dans le modèle statistique de Fermi<sup>81</sup> permettait de rendre compte de la différence d'ouverture angulaire moyenne entre pions identiques et pions de charge différente. Le modèle ci-dessus contient en outre, comme paramètre, le volume d'interaction qu'il est ainsi possible de déterminer ( $R \sim 1$  fm pour ce genre d'expérience). L'extension de la méthode de calcul au cas où un grand nombre de particules est produit dans la réaction devient extrêmement pénible (intégration du type Monte-Carlo sur l'espace



de phase des particules "ininteressantes"). Heureusement dans ce dernier cas on peut, du fait même des grandes multiplicités, négliger les contraintes d'espace de phase associées aux particules non mesurées et ne considérer que la seule fonction de corrélation à deux particules introduite par Kopylov et Podgoretskii<sup>82</sup> :

$$C(\vec{p}_1, \vec{p}_2) = \frac{\langle n \rangle^2}{\langle n(n-1) \rangle} \frac{\sigma d^6\sigma/d^3p_1 d^3p_2}{d^3\sigma/d^3p_1 \times d^3\sigma/d^3p_2} \quad (41)$$

où l'on a tenu compte des normalisations différentes pour la section efficace simple et double soit :

$$\int \frac{1}{\sigma} \frac{d^3\sigma}{d^3p_1} d^3p_1 = \langle n \rangle \quad (41.1)$$

$$\int \frac{1}{\sigma} \frac{d^6\sigma}{d^3p_1 d^3p_2} d^3p_1 d^3p_2 = \langle n(n-1) \rangle$$

C'est sous cette dernière forme que la technique d'interférométrie nucléaire a été appliquée aux collisions d'ions lourds à haute énergie.

### II.2.2 Corrélation à deux mésons $\pi$ : $A + B \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \dots$

#### Formule de base - relation avec les paramètres de source

Nous allons tout d'abord dériver la formule de base qui relie la fonction de corrélation et certaines caractéristiques de la "source" d'émission. Considérons la situation décrite sur la figure 25. Dans l'approximation de l'onde plane l'événement à deux pions est caractérisé par l'amplitude symétrique dans l'échange  $r_1 \leftrightarrow r_2$  :

$$\phi(\vec{p}_1, \vec{p}_2) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[ e^{i p_1(X_1 - r_1)} \times e^{i p_2(X_2 - r_2)} + e^{i p_1(X_1 - r_2)} \times e^{i p_2(X_2 - r_1)} \right] \quad (42)$$

où l'on a posé  $pX = \vec{p} \cdot \vec{X} - Et$ .

La probabilité est proportionnelle au carré de l'amplitude que l'on peut facilement réécrire sous la forme :

$$|\phi(\vec{p}_1, \vec{p}_2)|^2 = 1 + \cos[\vec{q} \cdot \Delta \vec{X} - q_0 \Delta t] \quad (43)$$

avec

$$\vec{q} = \vec{p}_1 - \vec{p}_2, \quad q_0 = E_1 - E_2$$

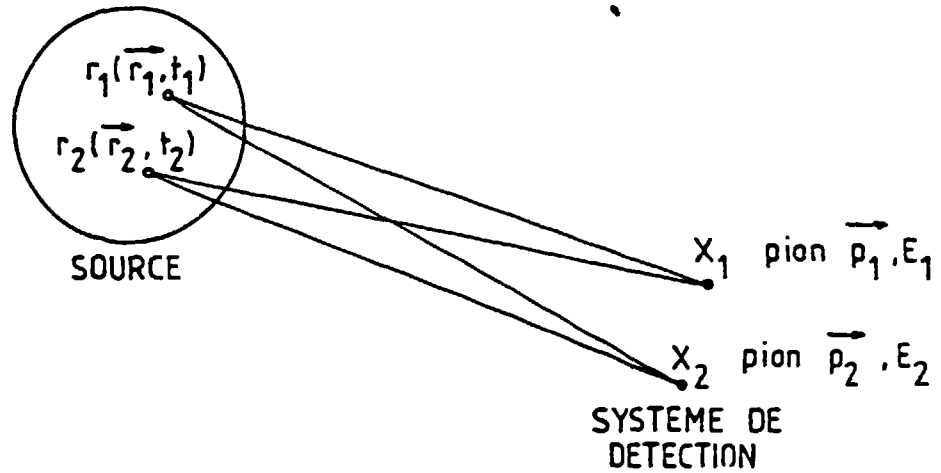


Fig.25 Principe d'une mesure d'interférométrie. Les deux pions de quadri-impulsion ( $\vec{p}_1, E_1 ; \vec{p}_2, E_2$ ) sont émis aux points  $r_1(\vec{r}_1, t_1)$  et  $r_2(\vec{r}_2, t_2)$  de la source et mesurés par deux détecteurs localisés en  $X_1$  et  $X_2$ .

et 
$$\Delta \vec{X} = \vec{r}_1 - \vec{r}_2, \Delta t = t_1 - t_2$$

Supposons maintenant que la source soit caractérisée par une distribution d'émission  $\rho(\vec{X}, t) \equiv \rho(\vec{X})$  ; on obtient alors pour la probabilité de détecter deux pions :

$$P(\vec{p}_1, \vec{p}_2) = \int d^4x_1 d^4x_2 \rho(x_1) \rho(x_2) [1 + \cos(q(x_1 - x_2))] \quad (44)$$

$$= 1 + |\tilde{\rho}(\vec{q}, q_0)| \quad (45)$$

où  $\tilde{\rho}(\vec{q}, q_0)$  est simplement la transformée de Fourier (d'espace-temps) de la source.

Si l'on remarque par ailleurs que la distribution  $\rho(\vec{X})$  aurait dû être normalisée par la condition d'émission d'un pion d'impulsion  $\vec{p}_1$  on a alors :

$$\rho_n(x_1) = \left( \frac{1}{\sigma} \frac{d^3\sigma}{d^3p_1} \right) \rho(x_1) \quad (46)$$

ce qui s'élimine avec les termes correspondants de la fonction de corrélation (éq.41) et l'éq.(44) donne directement le résultat recherché.

La mesure d'interférométrie n'est donc sensible qu'à la différence d'impulsion et d'énergie des deux pions détectés. Prenons le cas particulier d'une source gaussienne, soit :

$$\rho(\vec{X}, t) = e^{-\vec{X}^2/R^2} \times e^{-t^2/\tau^2} \quad (47)$$

on obtient simplement pour la fonction de corrélation :

$$C(\vec{q}, q_0) = 1 + e^{-\vec{q}^2 R^2/2} \times e^{-q_0^2 \tau^2/2} \quad (48)$$

qui ne dépend plus que de la valeur absolue de l'impulsion relative  $|\vec{q}| = |\vec{p}_1 - \vec{p}_2|$ . Deux cas limites sont intéressants à remarquer. A grande impulsion relative, on obtient :

$$q, q_0 \rightarrow \infty \quad \text{et} \quad C \rightarrow 1$$

Le cas inverse de deux mesons  $\pi$  de même énergie émis dans la même direction donne :

$$q, q_0 = 0 \quad \text{et} \quad C = 2$$

en accord avec la statistique des bosons qui implique une probabilité double d'avoir deux particules dans le même état quantique.

Pratiquement les données expérimentales sont comparées à une formule du type 48 dans laquelle un paramètre supplémentaire  $\lambda$  a été introduit pour tenir compte d'une possible cohérence de la source<sup>83</sup>.

$$C(\vec{q}, q_0) = 1 + \lambda e^{-\vec{q}^2 R^2/2} e^{-q_0^2 \tau^2/2} \quad (49)$$

Il apparaît en effet que les bosons issus d'une source totalement cohérente sont complètement décorrélés ( $C(\vec{q}, q_0) = 1$ ). En fait, Gyulassy<sup>84</sup> a montré qu'il fallait être extrêmement prudent dans ce type d'interprétation, d'autres effets de corrélations dynamiques avec les fragments inobservés dans la réaction pouvant conduire à une réduction de la corrélation aux faibles impulsions ( $C(\vec{q}, q_0) < 2$  pour  $\vec{q} \rightarrow 0$ ).

#### Evaluation de la fonction de corrélation

Considérons maintenant le problème pratique de l'évaluation expérimentale de la fonction de corrélation (éq.41). Les mesures indépendantes des sections efficaces simplement et doublement différentielles présentent des difficultés expérimentales insurmontables. Par exemple, la sélectivité introduite sur le processus de réaction par la contrainte de détection simultanée de deux pions ne se retrouve pas dans les mesures inclusives à une particule. Il est de même pratiquement impensable de mesurer la section efficace doublement différentielle dans un domaine suffisant d'impulsions des deux pions pour pouvoir déterminer la section efficace en simple par intégration sur la distribution du pion inobservé. Pour résoudre ce problème Kopylov<sup>85</sup> a suggéré d'évaluer la fonction de corréla-

tion en effectuant le rapport du taux de comptage où deux pions sont émis dans un même événement, au "taux de comptage" simulé lorsque les deux pions sont choisis dans des événements différents, soit :

$$C^3(\vec{p}_1, \vec{p}_2) = \frac{N_c(\vec{p}_1, \vec{p}_2) : \text{même événement}}{N_{n.c.}(\vec{p}_1, \vec{p}_2) : \text{événement différent}} \quad (50)$$

où  $N_c(\vec{p}_1, \vec{p}_2)$  est le taux de comptage associé à deux pions d'impulsion  $\vec{p}_1$  et  $\vec{p}_2$  observé dans une mesure de corrélation

et  $N_{n.c.}(\vec{p}_1, \vec{p}_2)$  correspond à une distribution simulée à partir des données de la même mesure où les pions non corrélés (n.c.) appartiennent à des événements différents.

De cette façon, on espère ne garder dans la fonction de corrélation  $C^3(\vec{p}_1, \vec{p}_2)$  que les aspects proprement liés à la présence de pions corrélés dans le même événement (dont la symétrie de la fonction d'onde) en éliminant de nombreux facteurs parasites comme certaines efficacités de détection ou le problème de sélectivité sur le processus de réaction mentionné ci-dessus. Ce faisant, on perd malheureusement la normalisation de la fonction de corrélation (d'où le signe de proportionnalité qui apparaît dans l'équation 50). Cette normalisation est habituellement rétablie en imposant la limite  $C=1$  aux grandes impulsions relatives ; cependant, cette contrainte n'est pas sans conséquences, certaines corrélations dynamiques, comme l'existence d'un plan de réaction<sup>84</sup>, pouvant modifier la limite ci-dessus. Par ailleurs, la distribution simulée à partir d'événements différents peut être biaisée et dépendre de la fonction de corrélation recherchée si l'acceptance cinématique du système de détection est limitée<sup>86</sup>. Ceci conduit en général à une procédure itérative où une première évaluation de la fonction de corrélation est réintroduite dans les données pour corriger la distribution non-corrélée  $N_{n.c.}$ . Enfin, si l'on dispose d'une statistique de  $n$  événements à deux pions, on peut construire de l'ordre de  $N = n^2$  événements non-corrélés, mais il est clair que les erreurs statistiques ne seront pas proportionnelles à  $N^{1/2}$ , le même pion se retrouvant dans un grand nombre ( $\sim n$ ) de couples différents. Ceci conduit pratiquement à utiliser l'ensemble de toutes les combinaisons possibles de deux pions dans les données pour minimiser les erreurs dans l'évaluation du dénominateur de l'équation (50).

#### Interaction dans l'état final : facteur de Gamow, correction de Coulomb

Tous les problèmes évoqués jusqu'ici ayant été supposés résolus, il reste encore, avant de déterminer les paramètres de sources, à effectuer les corrections liées à la nature chargée des pions. La corrélation maximum associée à la symétrie de la fonction d'onde apparaît en effet pour les faibles impulsions relatives ; mais c'est aussi dans ces conditions que l'interaction coulombienne mutuelle des deux pions détectés sera la plus importante. La fonction de corrélation peut être corrigée de ce

dernier phénomène en comparant les valeurs à l'origine (avant interaction) et à l'infini (pions finalement observés) de la fonction d'onde relative des deux pions, soit :

$$|\phi_{\vec{q}}(r \rightarrow \infty)|^2 = |\phi_{\vec{q}}(r = 0)|^2 \times G \quad (51)$$

Le facteur de Gamow G peut être calculé dans l'approximation non relativiste puisque l'on s'intéresse à la limite  $q \rightarrow 0$ . On obtient ainsi en résolvant l'équation de Schrödinger avec le potentiel de Coulomb :

$$G(\eta) = \frac{2\pi\eta}{e^{2\pi\eta} - 1} \quad (52)$$

avec  $\eta = m_0 e^2 / \hbar q_{c.m.}$

où  $m_0$  est la masse du pion  
et  $q_{c.m.}$  l'impulsion relative des deux pions dans le c.m.

Finalement la distribution simulée  $N_{n.c.}$  qui ne contient pas l'interaction dans l'état final est corrigée par ce même facteur G, sans oublier le changement de référentiel  $q_{c.m.}^2 = \vec{q}^2 - q_0^2$ , soit :

$$N_{n.c.}^{Gamow}(\vec{p}_1, \vec{p}_2) = N_{n.c.}(\vec{p}_1, \vec{p}_2) \times G \left( \frac{m e^2}{\hbar(\vec{q}^2 - q_0^2)^{1/2}} \right) \quad (53)$$

avec toujours la même définition :

$$\vec{q} = \vec{p}_1 - \vec{p}_2 \quad \text{et} \quad q_0 = E_1 - E_2$$

En fait le calcul ci-dessus a été effectué en supposant une source ponctuelle (limite  $\phi_{\vec{q}}(r=0)$ ) et il faudrait en principe tenir compte de la taille de la source que nous cherchons à déterminer. Une évaluation de l'ordre de grandeur de cet effet<sup>86</sup> (quelques %) montre qu'il peut être négligé dans la pratique.

Une dernière correction devrait aussi être appliquée à la fonction de corrélation pour tenir compte du mouvement des deux pions dans le champ coulombien des autres fragments nucléaires présents dans la collision. Heureusement la situation est inverse de celle attendue pour le facteur de Gamow puisque deux pions d'impulsions voisines ( $q \rightarrow 0$ ) seront affectés de la même façon. En l'absence d'information précise sur la distribution de ces autres fragments il semble donc préférable d'ignorer ce dernier effet. Une certaine prudence reste de mise, car la normalisation globale de la fonction de corrélation est justement effectuée aux grandes impulsions relatives, là où l'effet pourrait

être important (cf. par exemple l'influence du champ coulombien des fragments spectateurs sur les particules chargées émises suivant la direction du faisceau).

Résultats expérimentaux

Les premières tentatives de mesure ont été effectuées à partir de données de chambre à dards ("streamer chamber")<sup>87-89</sup>. Un résultat de Beavis et al.<sup>89</sup> sur le système Ar + KCl à 1,5 GeV/u est présenté sur la figure 26. On notera l'effet de la correction de Gamow qui augmente fortement la

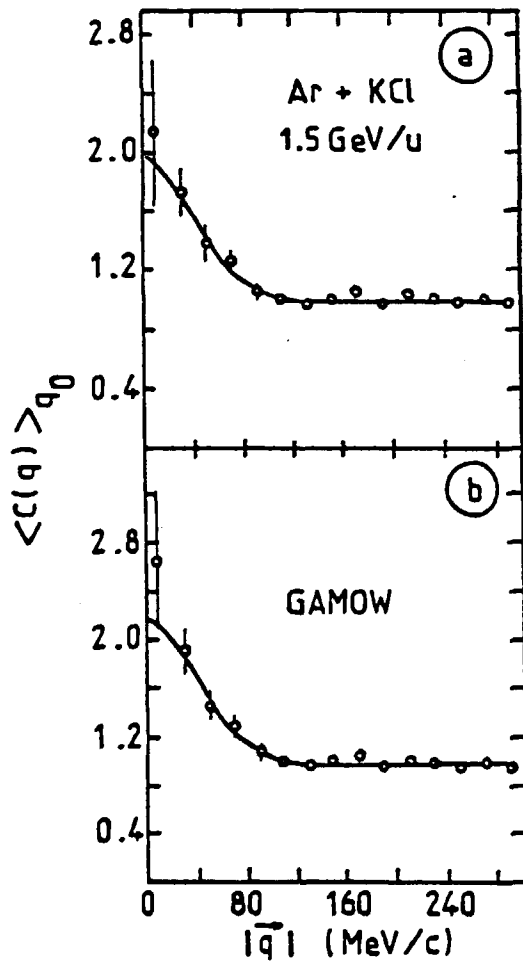


Fig.26 Fonction de corrélation à deux pions intégrée sur leur différence d'énergie,  $q_0 = E_1 - E_2$ . La mesure a été effectuée sur le système Ar + KCl +  $2\pi^-$  à 1,5 GeV/u à l'aide d'une chambre à dards. a) Résultats expérimentaux pour le rapport  $N_c/N_{n.c.}$  des événements corrélés aux événements simulés en fonction de l'impulsion relative des deux pions,  $|\vec{q}|$ . Les données sont normalisées à l'unité pour les grandes valeurs de q. b) Même résultats expérimentaux que ci-dessus après application de la correction de Gamow. La ligne — est un ajustement par moindres carrés de la formule (49) dans laquelle la valeur de  $\tau$  a été arbitrairement fixée à 1,5 fm/c. Data réf.<sup>89</sup>.

corrélations aux faibles impulsions relatives des deux pions,  $|\vec{q}|$ . Malheureusement ce type d'expérience qui nécessite une analyse détaillée de clichés stéréophotographiques est sérieusement limité en nombre d'événements mesurés. La faible statistique des résultats ci-dessus a ainsi conduit leurs auteurs à intégrer les données sur la différence d'énergie  $q_0 = E_1 - E_2$ . De plus l'ajustement des paramètres de la formule (49) (source gaussienne) a été fait en fixant arbitrairement le temps d'émission de la source  $\tau = 1,5$  fm/c. Dans ces conditions, les autres caractéristiques de cette source  $R \sim 5$  fm et  $\lambda = 1,2$  n'ont sans doute qu'une valeur indicative.

Plus récemment Zacj et al.<sup>90</sup> ont effectué une expérience très complète sur les systèmes Ar + KCl et Ne + NaF à 1,8 GeV/u. Quelques résultats moyennés, soit sur la différence d'énergies  $\langle C_2(q) \rangle$ , soit sur la différence d'impulsions  $\langle C_2(q_0) \rangle$  sont présentés sur la figure 27. Comme pour le cas précédent on remarquera l'importance de la correction de Gamow qui est aussi sensible sur la distribution intégrée sur  $q_0$  (figure 27b<sub>1</sub>) que sur celle intégrée sur  $|\vec{q}|$  (figure 27b<sub>2</sub>). Ceci est dû à l'acceptance cinématique du spectromètre utilisé pour la mesure qui est piquée autour de la région  $|\vec{q}| \sim q_0$ , (cf. équation (53)). Pour la même raison, les évaluations des paramètres de sources, rayon et temps d'émission, sont forcément corrélées comme il est indiqué sur les contours de degré de confiance qui apparaissent sur la figure 28. Les valeurs des paramètres qui correspondent

aux lignes continues sur la figure 27 sont reportés dans le tableau II.

L'extrême sensibilité des résultats à la correction de Gamow montre l'importance d'une prise en compte correcte des mécanismes d'interaction dans l'état final pour une détermination un peu précise des paramètres de source. Au stade actuel de l'analyse et malgré les efforts expérimentaux, les incertitudes restent grandes. Néanmoins, ces derniers résultats sont en bon accord avec de nouvelles données de chambre à dards portant sur un échantillon plus grand (7200 événements). Celles-ci donnent pour le système voisin  $\text{Ar} + \text{KCl} + 2\pi^- + \dots$  à 1,5 GeV/u les valeurs suivantes<sup>91</sup> :

$$\lambda = 0,74 \pm 0,17 \quad R = 3,8 \pm 0,5 \text{ fm} \quad \tau = 4,5 \pm 1,5 \text{ fm/c.}$$

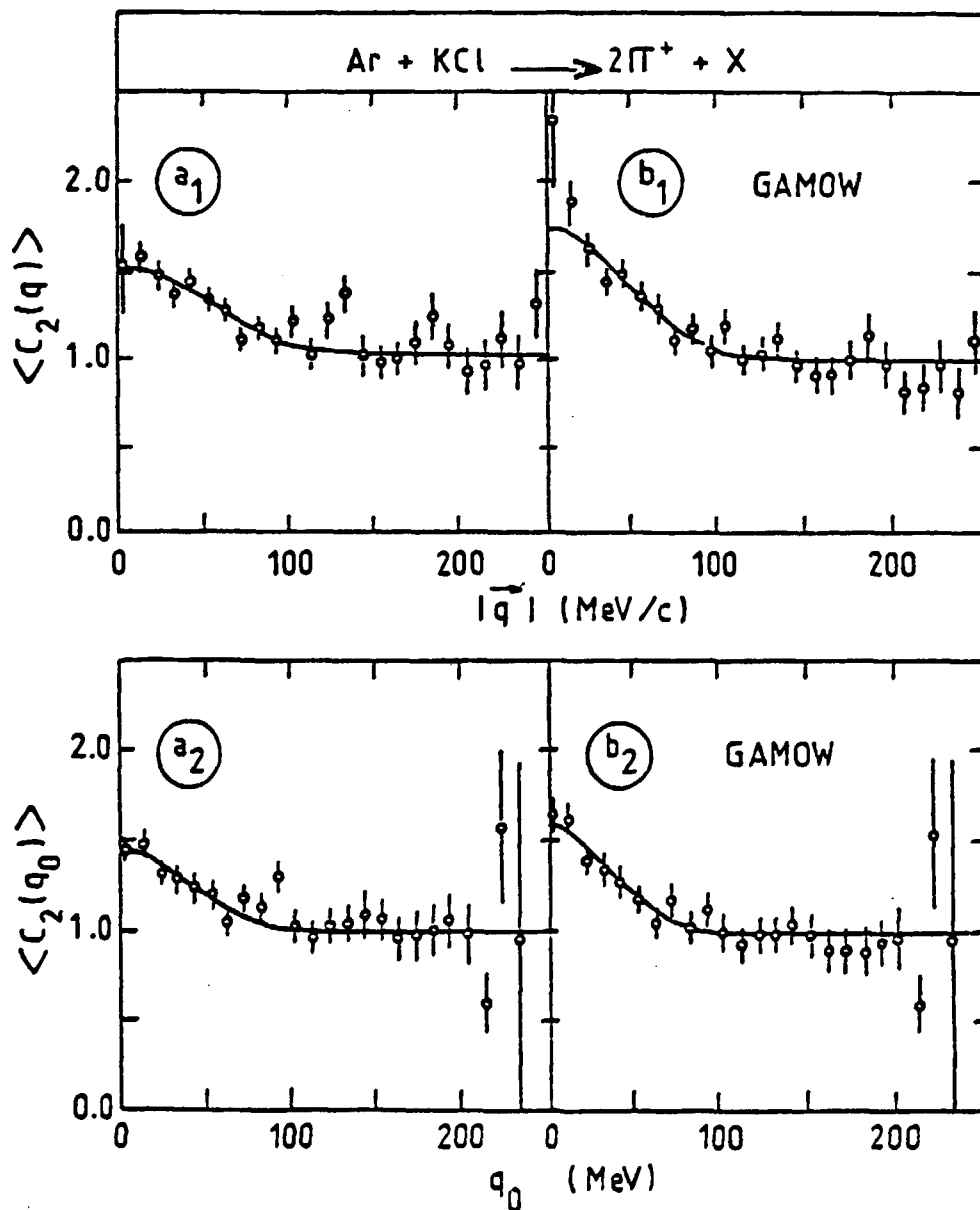


Fig.27 Fonction de corrélation à deux pions pour le système  $\text{Ar} + \text{KCl} \rightarrow 2\pi^+ + \dots$  à 1,8 GeV/u. a<sub>1</sub>) Rapport  $N_c/N_{n.c.}$  moyenné sur la différence d'énergie  $q_0 = E_1 - E_2$ . Les données sont normalisées à l'unité pour les grandes impulsions relatives  $|\vec{q}| > 200 \text{ MeV/c}$ . b<sub>1</sub>) idem ci-dessus après correction de Gamow. a<sub>2</sub>) Rapport  $N_c/N_{n.c.}$  moyenné sur la différence d'impulsion  $|\vec{q}| = |\vec{p}_1 - \vec{p}_2|$  en fonction de la différence d'énergie des deux pions,  $q_0$ . b<sub>2</sub>) idem ci-dessus après correction de Gamow. Les lignes — correspondent à un ajustement par moindres carrés de la formule (49). Les paramètres sont indiqués dans le tableau II. Data réf.<sup>90</sup>.

Ces dernières mesures sont intéressantes car une évaluation simultanée de la multiplicité des particules chargées associée à l'émission de deux pions a été effectuée. On peut ainsi relier la mesure de la taille de la source à une évaluation de la densité critique, une motivation essentielle de ce type de mesure. Partant d'une estimation de 50 nucléons pour les participants et transposant le rayon gaussien de 3,8 fm en un rayon équivalent de source uniforme, soit environ 6 fm, on obtient ainsi une densité de  $\rho_c \sim 0,3 \times \rho_0$ ! Nous sommes malheureusement très loin des fortes densités (comparées à la densité normale) que nous aurions aimé mettre en évidence. En fait, ce relatif échec est

maintenant assez bien compris, au moins qualitativement. Considérons par exemple l'évolution en fonction du temps des nombres de  $\Delta$  et de mésons  $\pi$ , telle que prédite par un calcul de cascade intranucléaire (cf. figure 29). Il apparaît clairement que la somme totale,  $\Delta + \pi$ , est fixée à un stade relativement initial de la collision, par contre les mésons  $\pi$  qui résultent essentiellement de la désintégration des  $\Delta$  n'apparaissent que lentement. Compte tenu du mécanisme d'expansion attendu pour la zone des participants, il n'est donc pas surprenant qu'une mesure d'interférométrie nucléaire utilisant les mésons  $\pi$  comme particules test conduise à des tailles de source importantes (ou des densités faibles). Ceci nous incite naturellement à considérer des mesures de corrélation entre des particules qui soient émises plus rapidement dans la collisions, comme les protons et c'est ce sujet que nous allons maintenant aborder.

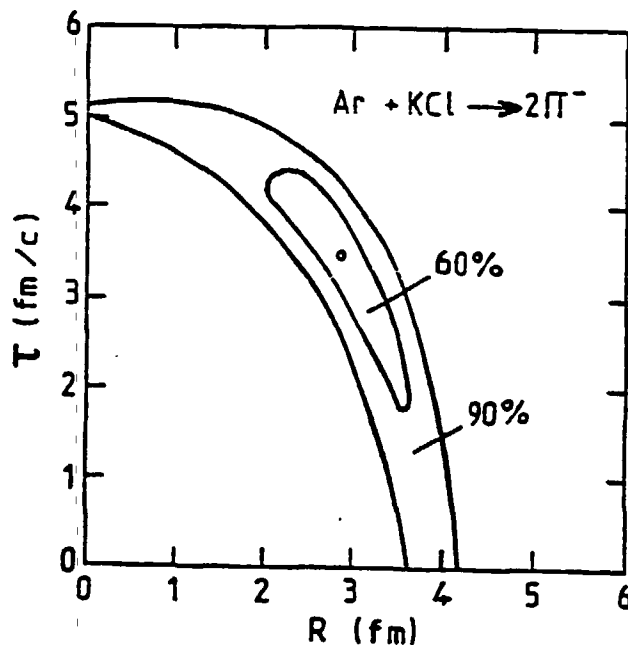


Fig.28 Contour des niveaux de confiance à 60 et 90 % pour la détermination des paramètres R et  $\tau$  sur les données  $Ar + KCl \rightarrow 2\pi^- + \dots$  Data ref.<sup>90</sup>.

Tableau II

Résultats expérimentaux de la réf.<sup>90</sup>.

Ar + KCl $\rightarrow 2\pi^- + \dots$ 1,8 GeV/u	$\lambda$	R fm	$\tau$ fm/c
pas de correction	$0,48 \pm 0,07$	$2,26 \pm 1,4$	$4,12^{+1,2}_{-2,0}$
avec correction de Gamow	$0,73 \pm 0,07$	$4,20^{+0,4}_{-0,3}$	$1,54^{+2,4}_{-1,5}$



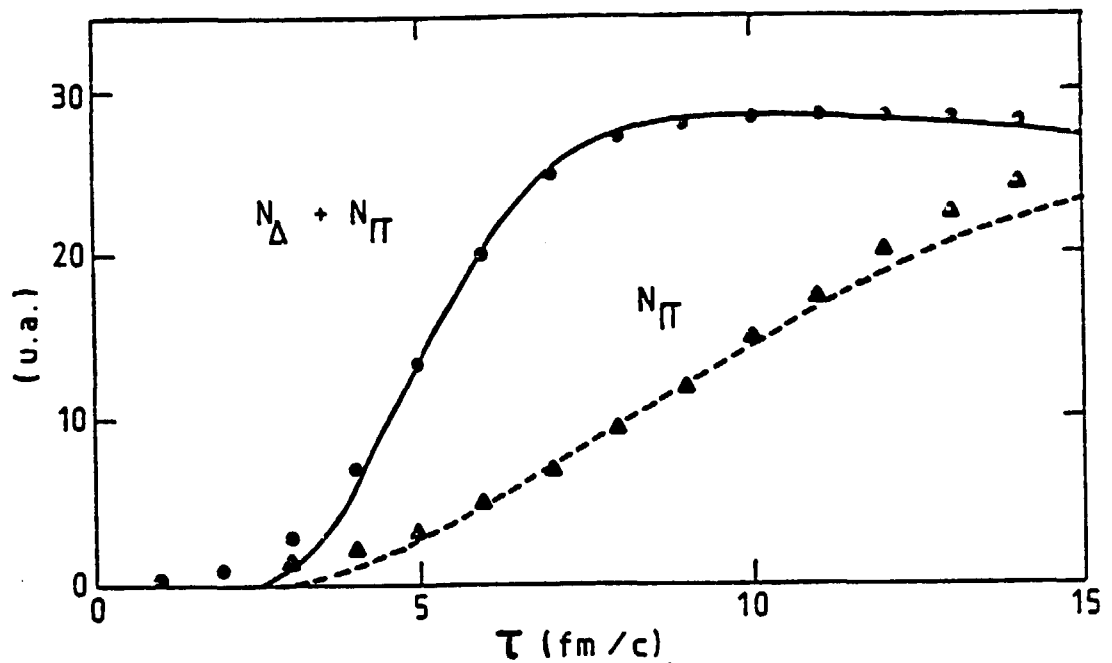


Fig.29 Résultat d'un calcul de cascade intranucléaire<sup>92</sup> pour le système Ca + Ca à 1,8 GeV/u. Evolution en fonction du temps du nombre de  $\Delta$  et  $\pi$  produits dans la collision.

II.2.3 Corrélation à faible impulsion relative entre protons :  $A + B \rightarrow p + p + \dots$

Les expressions (éq.42 à 45) que nous avons dérivées dans la section précédente prennent explicitement en compte le fait que les mésons  $\pi$  sont des bosons. La première modification évidente que nous devons apporter à ces formules est donc de remplacer la condition de symétrie de la fonction d'onde (bosons) par l'antisymétrie correspondant aux protons (fermions). Le résultat final est un simple changement de signe dans l'équation (45), soit :

$$C(\vec{p}_1, \vec{p}_2) = 1 - |\tilde{\rho}(\vec{q}, q_0)| \tag{54}$$

où  $\tilde{\rho}(\vec{q}, q_0)$  est toujours la transformée de Fourier de la source  $\rho(\vec{x}, t)$

et  $\vec{q}, q_0 = \vec{p}_1 - \vec{p}_2, E_1 - E_2$  : différence d'impulsion et d'énergie des deux protons

Les deux cas limites, grande et faible impulsion relative sont maintenant :

1)  $|\vec{q}|, q_0 \rightarrow 0, C \rightarrow 1$

Comme précédemment cette relation sera utilisée pour normaliser les fonctions de corrélation expérimentales.

ii)  $\vec{q} \rightarrow 0$ ,  $C \rightarrow 0$

En accord avec la statistique des fermions qui interdit d'avoir deux particules dans le même état quantique.

En fait la relation (54) n'est pas vraiment utilisable pour les protons en raison de l'importance des interactions dans l'état final, particulièrement d'origine nucléaire, que nous avons pu négliger dans le cas des mésons  $\pi$ . Il faut maintenant remplacer les ondes planes qui apparaissent dans l'équation (45), par les fonctions d'ondes associées à la diffusion de deux protons soumis à leur potentiel coulombien et nucléaire mutuel. Bien entendu il n'est alors plus possible d'exprimer le résultat sous la forme d'une simple transformée de Fourier. Koonin<sup>33</sup> a montré qu'une expression utilisable pouvait être obtenue dans le cadre de l'approximation du paquet d'onde gaussien pour le terme de source. Sans rentrer dans le détail de cette dérivation, nous allons cependant en donner les éléments essentiels.

#### Formule de Koonin

i) Le premier ingrédient du calcul de Koonin est le paquet d'onde gaussien associé à la distribution d'un seul proton, soit :

$$D(\vec{X}, \vec{p}) = \rho(\vec{p}) \pi^{-3/2} R^{-3} \exp[-(\vec{X} - \vec{V}_0 t)^2 / R^2] \times \pi^{-1/2} \tau^{-1} \exp[-t^2 / \tau^2] \quad (55)$$

où  $\rho(\vec{p})$  est la distribution d'impulsion normalisée :  $\sigma^{-1} d^3\sigma / d^3p$

$\vec{X} = X, t$  décrit un point d'espace-temps dans la source où est émis le proton (dernière diffusion)

$R, \tau$  la dimension et le temps d'émission de la source

et  $\vec{V}_0$  la vitesse d'entraînement de la source.

ii) Par ailleurs la distribution à deux protons s'écrit comme précédemment à partir des termes de sources et de la probabilité de l'événement à deux protons (carré de la fonction d'onde) :

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d^3\sigma}{d^3p_1 d^3p_2} = \int d^4X_1 d^4X_2 D(\vec{X}_1, \vec{p}_1) D(\vec{X}_2, \vec{p}_2) |\phi_{\vec{p}_1, \vec{p}_2}(\vec{X}_1, \vec{X}_2)|^2 \quad (56)$$

où les coordonnées de collision :

$$\left. \begin{aligned} \vec{X}_1 &= \vec{X}_1 - \vec{V} t_1 \\ \vec{X}_2 &= \vec{X}_2 - \vec{V} t_2 \end{aligned} \right\} \vec{V} = \frac{\vec{p}_1 + \vec{p}_2}{2m}$$

sont introduites pour tenir compte du déplacement des nucléons entre les temps d'émission  $t_1$  et  $t_2$ .

En négligeant l'influence du champ moyen nucléaire sur la fonction d'onde de l'état final, cette dernière se factorise en une onde plane pour le centre de masse et la fonction d'onde du mouvement relatif des deux protons. Compte tenu de l'expression des termes de sources (éq.55), toutes les intégrales sont alors calculables analytiquement, sauf celle portant sur la coordonnée relative. On obtient ainsi la formule finale :

$$C(\vec{p}_1, \vec{p}_2) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2} R^2 \lambda} \times \int d^3 r \exp\left(\frac{i\vec{r} \cdot \vec{V}' \tau / \lambda}{2 R^2}\right) \times \left\{ \frac{1}{4} |{}^1\phi_{q=\Delta p}(\vec{r})|^2 + \frac{3}{4} |{}^3\phi_{q=\Delta p}(\vec{r})|^2 \right\} \quad (57)$$

où  $\vec{V}' = \vec{V}_0 - \vec{V}$ , la différence des vitesses de la source et du centre de masse des deux protons

$$\lambda = [R^2 + (\vec{r} \cdot \vec{V}' \tau)^2]^{1/2}$$

et la fonction d'onde relative a été séparée en ses composantes singlet et triplet de spin avec leur poids respectifs.

Pour aller plus loin, il faut connaître explicitement les fonctions d'ondes  $\phi_q(\vec{r})$ . Les calculs ont été effectués par Koonin en utilisant le potentiel de Reid<sup>94</sup>. Le cas le plus simple est celui où le temps caractéristique de la source est négligeable ( $V'\tau = 0$ ). Les résultats sont reportés sur la figure 30a. On remarque un pic dans la fonction de corrélation, vers 20 MeV/c, qui a pour origine la forte attraction nucléaire dans l'onde  ${}^1S_0$ . Pour  $q = |\Delta p| < 10$  MeV/c, c'est au contraire l'interaction coulombienne qui l'emporte produisant la forme du creux observé sur les différentes courbes. Bien entendu la structure tend à disparaître lorsque la taille de la source augmente.

Dans le cas général ( $\tau \neq 0$ ), la corrélation prédite par l'équation (57) dépend de l'orientation relative de la différence d'impulsion des deux protons,  $\Delta\vec{p} = \vec{q}$  et de leur vitesse de centre de masse par rapport à la source,  $\vec{V} - \vec{V}_0$ . A titre d'exemple, on a reporté, sur les figures 30b<sub>1</sub> et 30b<sub>2</sub>, les corrélations calculées par Koonin pour deux types d'expériences possibles. Dans le premier cas, on sélectionne la condition  $\vec{V}' \times \Delta\vec{p} = 0$ , par exemple en mesurant la différence d'énergie des deux protons détectés dans la même direction (on a supposé  $\vec{V} \gg \vec{V}_0$ ). L'autre situation correspond à  $\vec{V}' \cdot \Delta\vec{p} = 0$ , les deux protons de même énergie étant détectés au même angle polaire  $\theta$ . La mesure est alors caractérisée par la différence d'azimut ( $\Delta\phi$ ) entre les deux protons. Dans les deux cas, la structure s'adoucit avec un accroissement du produit  $(V'\tau)^2$ , l'effet étant analogue (du point de vue expérimental) à un accroissement de la taille de la source. En fait, aucune expérience n'a permis jusqu'ici de pousser l'analyse à ce degré de raffinement. Tous les résultats que nous allons maintenant présenter, se situent dans le cadre d'approximation où le temps caractéristique de la source peut être négligé ( $\tau = 0$ ). De ce fait, et au vu des résultats ci-dessus, les rayons de source obtenus de cette façon ne donneront qu'une limite supérieure de la taille réelle du système.

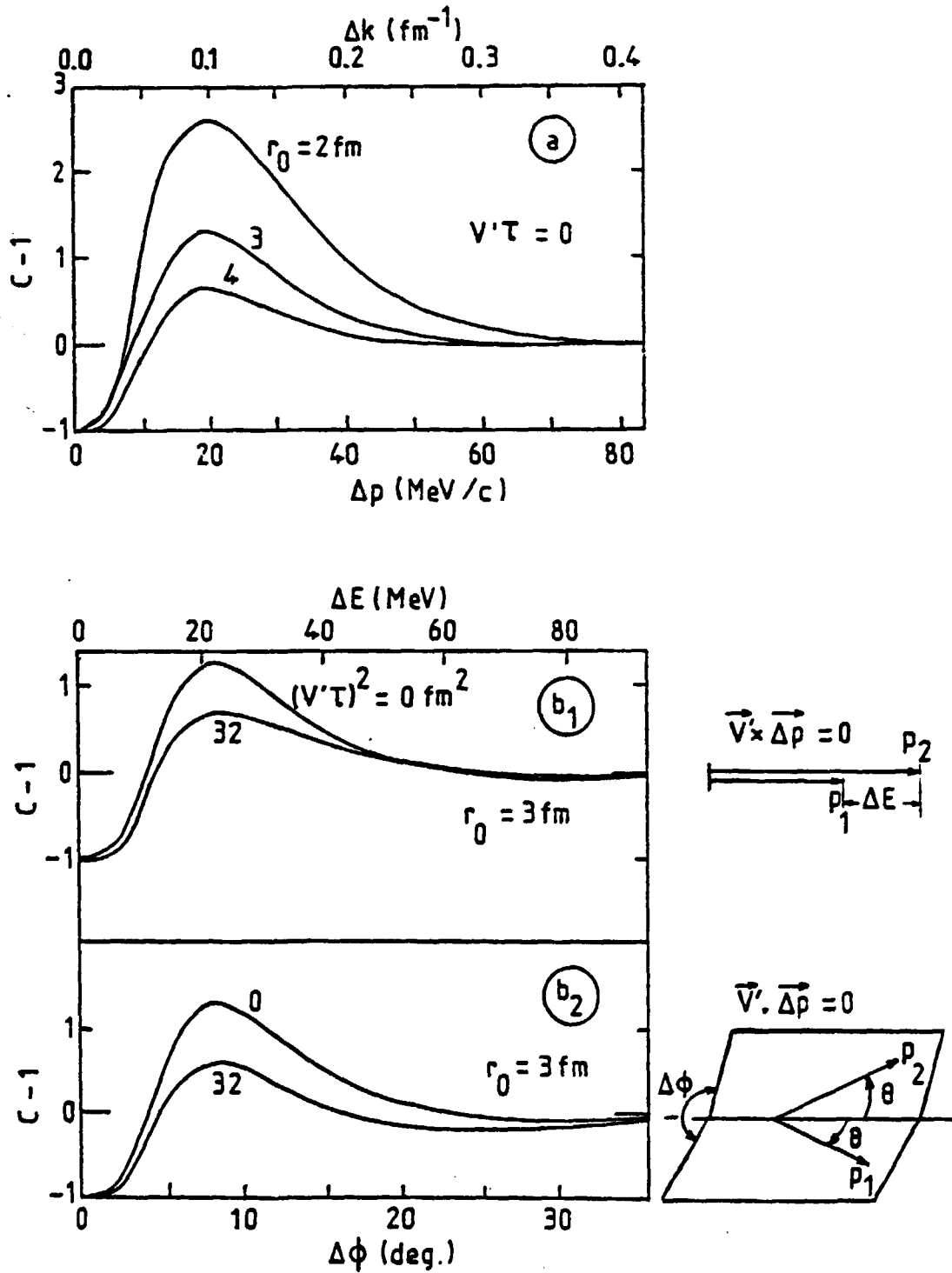


Fig. 30 Fonctions de corrélation  $C(\vec{p}_1, \vec{p}_2) - 1$  pour deux protons, calculées par Koonin<sup>93</sup>. a) Influence de la taille de la source (rayon gaussien  $r_0$ ) pour un temps caractéristique  $\tau = 0$ . La fonction de corrélation ne dépend alors que de la différence d'impulsion,  $q = |\Delta \vec{p}|$  des deux protons mesurés. b) Cas général, influence du temps d'émission caractérisé par le produit  $(V \cdot \tau)^2 = 0$  et  $32$  fm $^2$  pour une source de dimension fixe  $r_0 = 3$  fm :  $E_{p_1} = E_{p_2} = 150$  MeV ;  $\theta_{p_1} = \theta_{p_2} = 30^\circ$ . b<sub>1</sub>) Conditions expérimentales  $\vec{V} \times \vec{\Delta p} = 0$  en fonction de la différence d'énergie des deux protons,  $\Delta E$ . b<sub>2</sub>) Conditions expérimentales  $\vec{V} \cdot \vec{\Delta p} = 0$  en fonction de la différence d'azimut des deux protons,  $\Delta \phi$ .

Résultats expérimentaux

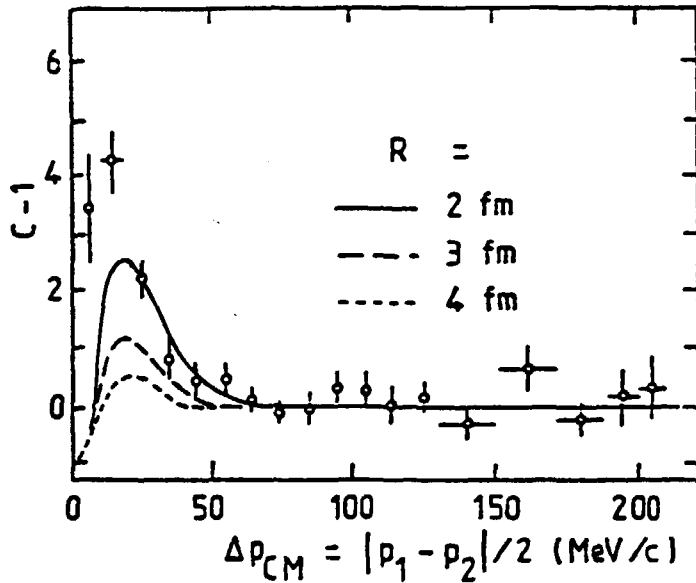


Fig.31 Fonction de corrélation  $C(\vec{p}_1, -\vec{p}_2) - 1$  pour le système Ar + KCl + 2p + ... à 1,8 GeV/u. Les conditions expérimentales correspondent à une sélection des rapidités de proton proches de celles du système nucléon-nucléon et une multiplicité associée de 25 particules chargées environ. Les différentes courbes théoriques sont calculées à partir de la formule de Koonin pour différents rayons de source ( $R = 2, 3$  et  $4$  fm), le temps d'émission de la source est supposé nul ( $\tau = 0$ ). Data Zarbakhsh et al.<sup>95</sup>.

La première tentative de mesure de la corrélation proton-proton dans les collisions d'ions lourds a été effectuée par Zarbakhsh et al.<sup>95</sup> sur le système Ar + KCl à 1,8 GeV/u. Sur la figure 31 sont reportées les données correspondant à une sélection d'événements de collisions centrales (rapidité des protons ~ rapidité du faisceau/2 et filtre en multiplicité correspondant à 50 nucléons environ). Bien que les barres d'erreurs soient grandes, la structure à basse impulsion relative semble bien marquée. Elle correspond à un rayon de source d'environ 1,5 fm, ce qui pour une multiplicité de 50 particules conduirait à une densité critique très élevée  $\rho \sim 5 \rho_0$ . Malheureusement, pour des collisions un peu moins centrales (multi-

PLICITÉ d'environ 20 particules), la même expérience donne un rayon de source légèrement plus grand 1,7 fm, un résultat quelque peu surprenant. On s'attendrait en effet, pour une densité critique constante, à ce que le rayon croisse avec la multiplicité. Les données ci-dessus conduisent au contraire à une variation tout à fait déraisonnable  $1,5 \rho_0 (M \sim 20)$  à  $5 \rho_0 (M \sim 50)$ . Une hypothèse avancée pour expliquer ces résultats pourrait être l'existence d'agrégats à deux nucléons dans la boule de feu<sup>96</sup>. La dimension d'un agrégat p-p est petite ( $r_c \sim 0,6$  fm) et pourrait contribuer substantiellement à la corrélation observée. Biyajima a ainsi réestimé les tailles de sources ci-dessus et obtenu les valeurs de 2,3 fm ( $M \sim 20$ ) et 2,8 fm ( $M \sim 50$ ). Cependant on retombe alors sur une densité critique inférieure à la densité normale ( $\rho \sim 0,8 \rho_0$ ). En fait il semble bien que l'explication des résultats de Zarbakhsh se trouve dans un biais expérimental inexplicé (ou provienne plus simplement des erreurs statistiques sur le rayon, non citées par les auteurs). Les données ci-dessus ne sont en effet pas confirmées par les nouvelles expériences effectuées à l'aide de la "boule de plastique" à Berkeley.

Gustafsson et al.<sup>97</sup> ont analysé récemment les données de la boule de plastique sur les systèmes Ca + Ca et Nb + Nb à 400 MeV/u, en termes de corrélations proton-proton. L'avantage d'un détecteur "4π", comme la boule de plastique, dont nous donnerons une description rapide dans la troisième partie est, bien entendu, sa grande efficacité ce qui est très important pour les mesures de corrélation, mais aussi le fait que l'on puisse suivre les phénomènes en fonction de la multiplicité totale des particules chargées. A l'inverse, la granularité du détecteur étant relativement grossière ( $\Delta\theta$  entre modules adjacents de 3,5 ou 7°), il faut corriger de la résolution angulaire du détecteur. La procédure utilisée consiste à introduire directement cet effet sur les fonctions théoriques de corrélation données par Koonin. Les corrections dépendent de l'énergie des protons, aussi ont-elles été faites par une méthode de Monte-Carlo prenant en compte la distribution expérimentale des impulsions. Par ailleurs l'efficacité ( $\epsilon$ ) de détection d'une paire de protons corrélés décroît fortement en fonction de leur impulsion relative ( $\epsilon \sim 70\%$  pour  $\Delta p \sim 20$  MeV/c). Cependant ce problème s'élimine de lui-même, en évaluant la fonction de corrélation par le rapport  $N_c/N_{n.c.}$  (éq.50) si l'on impose que les protons de la distribution simulée ne s'arrêtent pas dans le même module du détecteur.

La figure 32 montre un exemple de fonction de corrélation pour le système Ca + Ca à 400 MeV/u et une multiplicité moyenne de charges baryoniques  $\bar{N}_p \sim 28$ . On remarque que dans la région du pic ( $\sim 20$  MeV/c), les données expérimentales sont encore suffisamment précises pour permettre une détermination d'un rayon de source avec un degré de confiance raisonnable. La courbe en trait plein correspond à une interpolation ( $R \sim 4,7$  fm), par moindre carré, entre les fonctions théoriques de rayon  $R = 4$  et 5 fm convoluées par la résolution angulaire du détecteur (écart de 25 % entre ces deux prédictions au voisinage du pic).

Une étape suivante dans l'analyse consiste à étudier la variation du rayon de source en fonction de la multiplicité. Les données sont reportées sur la figures 33 pour le système lourd Nb + Nb. Pour interpréter ces résultats en termes de densité critique, il est commode de les comparer à une expression du type,  $r_0 A^{1/3}$  qui relie le rayon d'un noyau à son nombre de masse. La ligne en trait continu correspond à un tel ajustement avec :

$$R_G = R_0 \left( N_B^Z \times \frac{A}{Z} \right)^{1/2} \times \sqrt{\frac{2}{5}} \quad (58)$$

- où  $R_G$  est le rayon de source - paramétrisation gaussienne =  $\exp(-k^2/R_G^2)$
- $N_B^Z$  la multiplicité de charges baryoniques incluant les protons liés dans les particules composites
- $A/Z$  tient compte des neutrons non observés
- et le facteur  $\sqrt{2/5}$  donne la correspondance entre une source gaussienne et une distribution sphérique à bord franc.

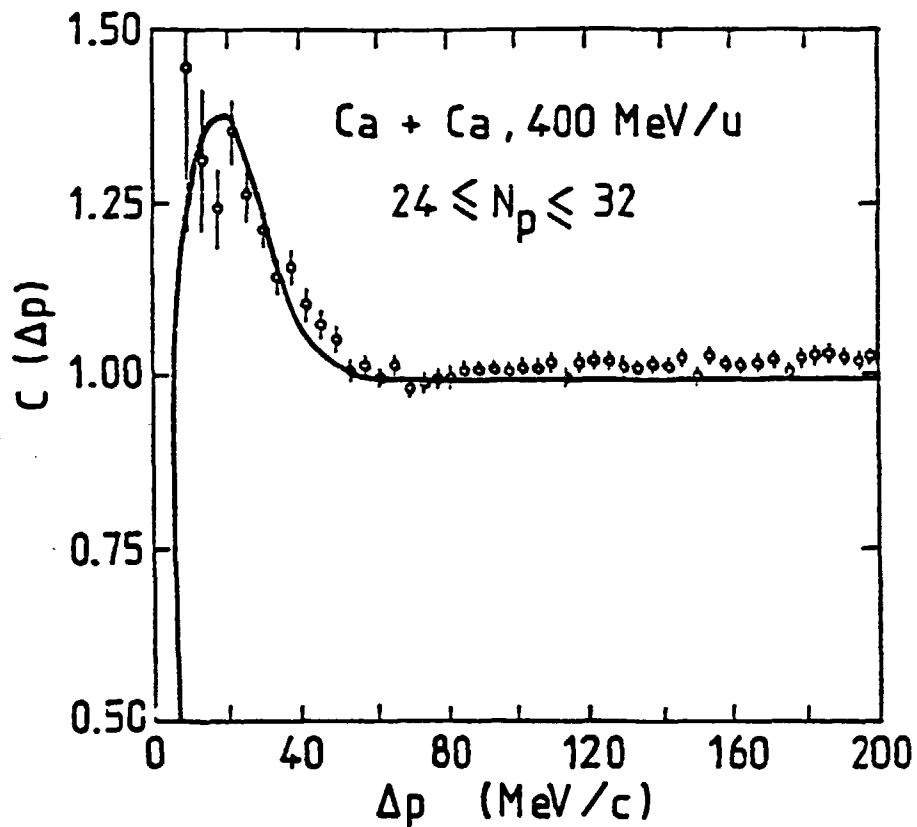


Fig.32 Fonction de corrélation proton-proton mesurée avec la boule de plastique, la ligne — correspond aux prédictions pour une source de rayon  $R = 4,7$  fm ( $\tau = 0$ ). Data réf.<sup>97</sup>.

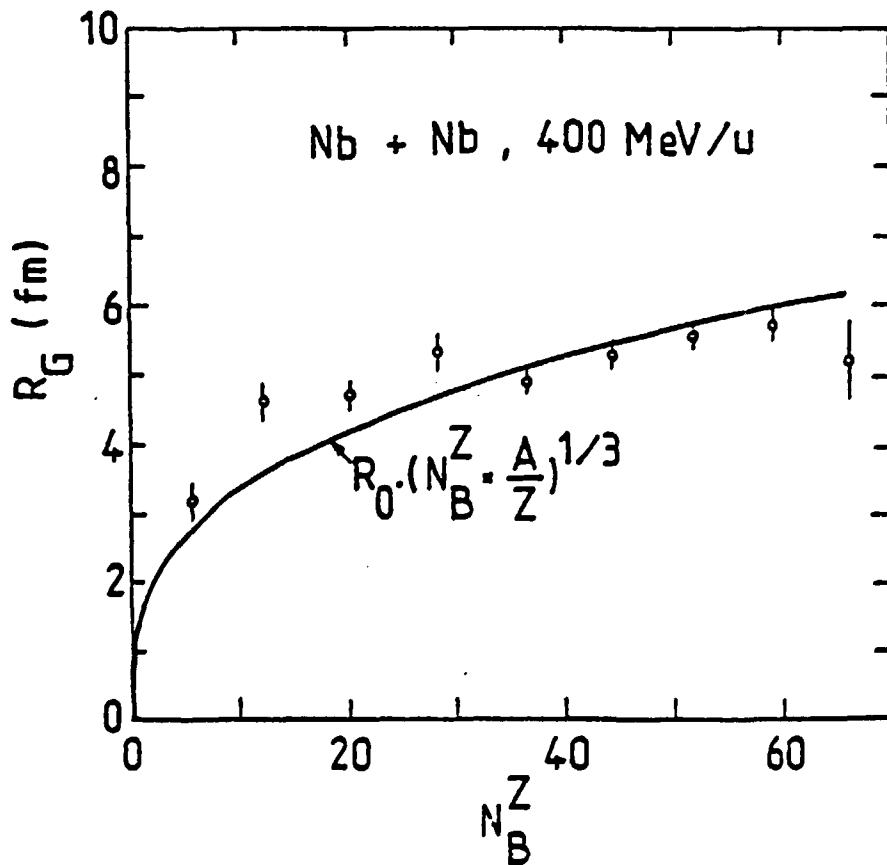


Fig.33 Evolution du rayon de source (type gaussien) en fonction de la multiplicité de charges baryoniques. La ligne — est expliquée dans le texte. Data Réf.<sup>97</sup>.

On obtient ainsi une valeur de  $R_0 = 1,9$  fm que l'on peut comparer au paramètre standard des noyaux  $r_0 = 1,2$  fm. Encore une fois, ceci conduit à une densité critique faible  $\rho_c \sim 0,25 \rho_0$ . La même valeur s'applique au système Ca + Ca. Il semble donc difficile, malgré la différence d'énergie de bombardement, de concilier ces résultats avec ceux de Zerbakhsh et al.

Par ailleurs on pourrait être tenté de conclure rapidement que les mesures d'interférométrie en protons (comme celles avec les mésons  $\pi$  précédemment) ne permettent pas de mettre en évidence un phénomène de surdensité dans les collisions noyau-noyau, soit que le mécanisme d'expansion domine, soit même qu'il n'y ait pas de compression. En fait, il faut insister sur le fait que les analyses ci-dessus ont été faites en négligeant le temps caractéristique de la source ( $\tau=0$ ) ; ceci conduit à surestimer la taille de la source et donc à sous-estimer fortement la densité qui varie comme  $R^{-3}$ . Il est donc sans doute prématuré de tirer des conclusions définitives des mesures actuelles de corrélations proton-proton. Des analyses plus fines prenant en compte le temps caractéristique de la source (séparation de composantes  $\vec{\Delta p} \cdot \vec{V}'$  et  $\vec{\Delta p} \times \vec{V}'$  : cf. figure 30b) doivent être faites. Elles nécessitent des expériences à forte statistique comme celles effectuées avec la nouvelle génération de détecteurs "4 $\pi$ " électroniques et les résultats actuels ne font en fait que confirmer la capacité de tels systèmes à aborder ce type d'étude.

### II.3 Noyaux instables : corrélations entre fragments

Avec les mesures de corrélations entre protons nous avons déjà abandonné le domaine de l'interférométrie proprement dite, puisque la structure observée à faible impulsion relative ne provient pas de la symétrie de la fonction d'onde, mais de l'interaction dans l'état final (coulombienne + nucléaire). De façon plus générale on peut chercher à étendre ces techniques à l'étude de la production de noyaux instables en mesurant la corrélation entre leurs fragments de désintégration. Considérons par exemple la désintégration d'un noyau excité  $X^*$  en deux fragments  $F_1$  et  $F_2$  ; on attend une résonance dans la fonction de corrélation de ces deux fragments à l'impulsion relative  $\Delta p$  donnée par :

$$\Delta p = \sqrt{\frac{2(m_1 + m_2)}{m_1 m_2} (E_X - Q)} \quad (59)$$

où  $E_X$  : est l'énergie d'excitation du noyau instable  $X^* \rightarrow F_1 + F_2$   
 $Q$  : le "Q" de réaction pour le fondamental  
 $m_1, m_2$  : les masses des deux fragments  $F_1$  et  $F_2$

et  $\Delta p = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \left| \frac{\vec{p}_1}{m_1} - \frac{\vec{p}_2}{m_2} \right|$  : l'impulsion relative des deux fragments (impulsion de l'un d'entre eux dans le centre de masse de la paire, soit  $|\vec{p}_1 - \vec{p}_2|/2$  pour des particules identiques).



De telles structures ont été effectivement observées par le groupe de la boule-de-plastique<sup>98</sup> sur la plupart des corrélations entre particules légères (p,d,t,<sup>3</sup>He,<sup>4</sup>He). La figure 34 montre ainsi le pic correspondant au fondamental du <sup>5</sup>Li dans la corrélation proton-<sup>4</sup>He (système Ca + Ca à 400 MeV/u). En

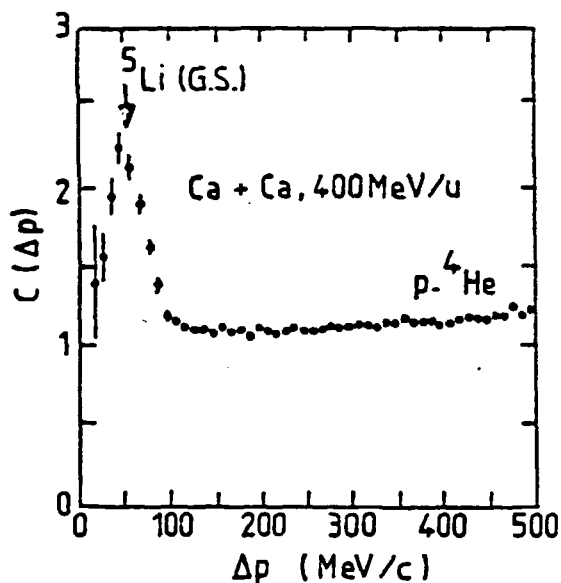


Fig.34 Fonction de corrélation expérimentale pour la paire de fragments proton-<sup>4</sup>He. La flèche indique la position attendue pour la structure associée au fondamental du <sup>5</sup>Li → p + <sup>4</sup>He.

évaluant l'efficacité de détection de la paire p-<sup>4</sup>He (qui dépend des coupures cinématiques du système de mesure), on peut déterminer le taux de production du noyau instable considéré, dans le cas présent la valeur estimée est de <sup>5</sup>Li/p ~ 5 × 10<sup>3</sup>. L'intérêt de ce type de mesures a été souligné à la fin de la première partie à propos du problème de l'entropie. C'est en effet un moyen expérimental de vérification directe des prédictions du modèle statistique de Stocker et al.<sup>99</sup> concernant la production de particules composées.

Récemment, ces études de corrélations fragment-fragment ont trouvé un autre champ d'application dans le domaine des collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires (< 100 MeV/u) [réf.<sup>101-105</sup>]. Le problème est ici d'estimer les températures nucléaires des systèmes formés dans ces réactions. Les valeurs déduites des paramètres de pente des spectres inclusifs de particules légères semblent, anormalement élevées (T > 10-20 MeV) [réf.<sup>100</sup>]. Nous avons déjà commenté les incertitudes liées à ce type de détermination (cf. première partie). Une autre approche possible est de mesurer les rapports de population des niveaux excités (stables vis-à-vis de l'émission de particules) de quelques isotopes comme <sup>6,7</sup>Li, <sup>7</sup>Be [réf.<sup>101</sup>]. Comparant ces résultats au facteur de Boltzmann, exp(-ΔE/T), on obtient en principe une autre estimation de la température. Pratiquement très peu de noyaux sont observés dans ces états excités ; on en déduit donc des températures nucléaires extrêmement faibles (T < 1 MeV).

En fait deux mécanismes importants peuvent perturber ces mesures dont l'interprétation en terme de température du système initial qui émet ces fragments serait ainsi incorrecte. D'une part la désintégration séquentielle par émission de particules, de noyaux instables, plus lourds, peut contribuer de façon importante à la population du fondamental des isotopes considérés ("side-feeding"). Il est par ailleurs bien clair que les noyaux de <sup>6,7</sup>Li et <sup>7</sup>Be ont été choisis parce que leurs premiers niveaux excités ne peuvent pas être peuplés par décroissance directe à partir d'énergie d'excitation plus grande. D'autre part la présence dans le même volume d'interaction de ces noyaux et d'un nombre important d'autres particules (particulièrement les neutrons) peut provoquer une désexcitation anticipée par réaction nucléaire, pendant la phase d'expansion, du type <sup>7</sup>Li\*(n,n')<sup>7</sup>Li<sup>3,3</sup>.

(neutron induced deexcitation)<sup>102</sup>. Pour réduire ces effets, il est avantageux d'étudier directement les niveaux très excités, de temps de vie court, se désintégrant par émission de particules.

Une telle expérience (mesure de coïncidences fragment-fragment) a été effectuée au GANIL sur le système  $^{40}\text{Ar} + ^{197}\text{Au}$  à 60 MeV/u. Un exemple de fonction de corrélation pour la voie  $\alpha\text{-}\alpha$  est donné sur la figure 35 [réf.<sup>103</sup>]. L'origine des différentes structures est bien comprise. On remarquera particulièrement l'état excité du  $^8\text{Be}^*(3,04 \text{ MeV})$  prédit à 105 MeV/c d'impulsion relative. Un autre état excité :  $^8\text{Be}^*(17,64 \text{ MeV})$  est observé dans la voie  $p\text{-}^7\text{Li}$ . On dispose ainsi de deux niveaux d'énergies très différentes, ce qui améliore la sensibilité de la mesure de température donnée par le facteur de Boltzmann  $\exp(-\Delta E/T)$ . Finalement deux estimations indépendantes ont pu être obtenues sur les noyaux  $^5\text{Li}$  et  $^8\text{Be}$ . Les propriétés des différents états excités et leurs voies de désintégration considérées dans cette mesure sont résumées dans le Tableau III.

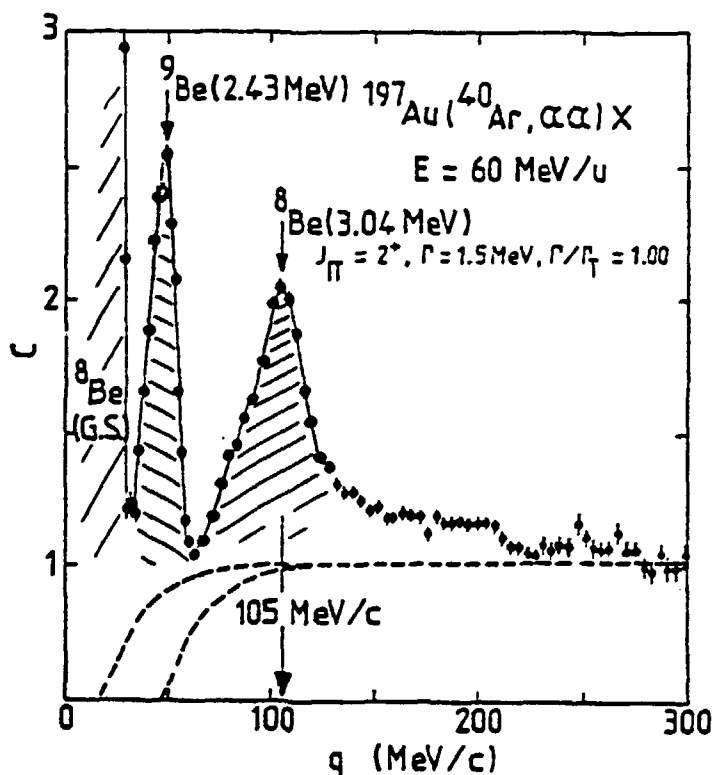


Fig.35 Fonction de corrélation pour deux particules  $\alpha$  en coïncidence. Système  $^{40}\text{Ar} + ^{197}\text{Au}$  à 60 MeV/u. Les lignes .... donnent les limites possibles du bruit de fond qui ont été utilisées dans l'analyse (évaluation des rapports de population).

Les valeurs obtenues  $T=4,6 \pm 0,7 \text{ MeV}$  ( $^5\text{Li}$ ) et  $T=4,2 \pm 0,5 \text{ MeV}$  ( $^8\text{Be}$ ) sont compatibles entre elles. Elles sont aussi en accord avec une analyse différente du spectre d'énergie d'excitation du  $^6\text{Li}$  mesuré dans la voie  $\alpha\text{-d}$  sur le même système<sup>104</sup>. Cette expérience semble donc bien confirmer que les valeurs de température déduites des spectres inclusifs (modèle à 1 source,  $T \sim 20 \text{ MeV}$  pour le même système) sont erronées.

Tableau III

Noyau (E*-MeV)	$J^\pi$	$\Gamma_T$ (MeV)	Voie de désintégration	Largeur partielle $\Gamma/\Gamma_T$
$^5\text{Li}(\text{G.S.})$	$3/2^-$	1,5	$p\text{-}^4\text{He}$	1,0
$^5\text{Li}(16,66)$	$3/2^+$	0,3	$d\text{-}^3\text{He}$	0,86
$^8\text{Be}(3,04)$	$2^+$	1,5	$\alpha\text{-}\alpha$	1,0
$^8\text{Be}(17,64)$	$1^+$	0,01	$p\text{-}^7\text{Li}$	1,0

## CONCLUSION DE LA DEUXIEME PARTIE

A première vue le bilan de ces expériences de coïncidence à deux particules ne semble pas très encourageant. Les mesures de corrélations à grand angle nous ont surtout confirmé que les mesures inclusives, où dominent les collisions périphériques, étaient fortement influencées par le mécanisme de diffusion quasi-élastique nucléon-nucléon. Les phénomènes intéressants sont donc attendus pour des collisions plus centrales et/ou des systèmes plus lourds.

Une telle sélection est implicite dans les mesures d'interférométrie  $\pi-\pi$  par la nature même du processus considéré. Par exemple la condition de détection de deux pions en coïncidence dans l'expérience de Zacj et al.<sup>86,90</sup> correspond à une sélection moyenne du paramètre d'impact :  $b < 1,5$  fm. Cette valeur se retrouve dans le nombre de nucléons participants utilisé pour estimer la densité critique ( $N \sim 50$ ). Cependant les effets de surdensité, tant attendus, n'ont pas été observés. Nous avons même indiqué que, le mécanisme principal d'émission des pions étant la désintégration du  $\Delta \rightarrow N + \pi$ , ce résultat négatif était sans doute prévisible. Il reste que le calcul du type cascades intra-nucléaires<sup>92</sup> que nous avons invoqué (cf. figure 29) à l'appui de notre argumentation donne un temps caractéristique  $\tau \sim 5-6$  fm/c sensiblement supérieur aux résultats expérimentaux (3-4 fm). Les paramètres de source déduits des mesures d'interférométrie  $\pi-\pi$  peuvent et doivent donc être utilisés pour établir un modèle dynamique plus réaliste de la collision.

Le caractère également négatif des mesures de corrélation proton-proton est a priori plus étonnant. On peut penser que cet échec vient, au moins en partie, d'une analyse encore trop préliminaire des données expérimentales. L'hypothèse d'un temps caractéristique nul ( $\tau=0$ ) qui a été utilisée jusqu'ici conduit en effet à surestimer les rayons de source. L'étude de corrélations plus détaillées séparant les deux composantes  $\vec{V}' \cdot \Delta \vec{p}$  et  $\vec{V}' \times \Delta \vec{p}$ , comme suggérée par Koonin<sup>93</sup> devrait fournir de nouveaux éléments d'appréciation. Les détecteurs "4 $\pi$ ", comme la boule-de-plastique, permettent ce genre d'expérience à très forte statistique. Ce n'est cependant qu'un aspect relativement mineur de la "physique avec des détecteurs 4 $\pi$ " que nous allons maintenant discuter dans la troisième partie.

Anticipant un peu sur ce sujet, je voudrais déjà mentionner un résultat très intéressant en ce qui concerne les mesures d'interférométrie  $\pi-\pi$ . Nous avons très brièvement évoqué les difficultés d'interprétation du paramètre  $\lambda$  (équation 48), en raison des corrélations dynamiques avec les particules non-observées dans la collision. Plus précisément, Gyulassy<sup>84</sup> a indiqué que l'existence d'un plan de réaction peut, par les différences d'absorption des particules dans et hors de ce plan, modifier les limites extrêmes de la fonction de corrélation par rapport aux prédictions quantiques ( $q=0, c=2$  et  $q \rightarrow \infty, C=1$ ). Or nous montrerons par la suite, que les mesures avec des détecteurs "4 $\pi$ " permettent justement d'identifier, événement par événement, ce plan de réaction. On élimine ainsi un des obstacles principaux à l'interprétation de  $\lambda$  en terme de cohérence de la source.

Finalement c'est encore les détecteur "4 $\pi$ ", ou plus exactement les systèmes de détection à granularité fine et grand angle solide, qui sont à l'origine des mesures récentes de corrélation fragments-fragments. Ces nouvelles études paraissent très prometteuses. Nous noterons cependant une certaine ambiguïté dans l'interprétation habituelle des structures apparaissant dans les fonctions de corrélation comme résultant de la désintégration de noyaux instables. Il semble en effet tout à fait clair que la simple interaction dans l'état final des fragments détectés peut provoquer de telles structures, sans hypothèse particulière sur la production effective des noyaux parents. Bien que la raison ne m'en apparaisse pas clairement, une analyse récente effectuée dans ce sens<sup>105</sup> conclurait toutefois à une équivalence entre les deux approches ci-dessus.

### TROISIEME PARTIE : LA PHYSIQUE AVEC DES DETECTEURS "4 $\pi$ "

Après les deux premières parties ci-dessus consacrées d'une part aux données inclusives et d'autre part aux mesures de coïncidences à deux particules, nous allons maintenant considérer les expériences plus exclusives que permettent les détecteurs "4 $\pi$ ". En fait, cette dénomination ne fait référence qu'à la notion d'angle solide. C'est un aspect expérimental non négligeable qui, à lui seul, peut être mis à profit pour obtenir rapidement des données inclusives particulièrement complètes. Nous en verrons d'ailleurs quelques exemples à propos des données de chambres à dards. Cependant, la caractéristique réellement importante de ces systèmes de détection est plutôt leur granularité qui doit être adaptée aux grandes multiplicités de particules produites dans les réactions d'ions lourds. L'utilisation la plus élémentaire d'une telle détection multi-particules est bien entendu la simple sélection en multiplicité des données inclusives ou de coïncidence particule-particule, comme par exemple les mesures de corrélation p-p avec la Boule-de-Plastique<sup>97</sup> présentées dans la IIème partie. Physiquement on impose ainsi un biais en faveur des collisions les plus centrales. C'est déjà un atout important dans l'optique d'une étude des effets de compression dans les collisions noyau-noyau et des progrès certains dans la compréhension des phénomènes (cf. Section III-3 ci-dessous) ont été réalisés à l'aide de cette seule sélection. Il est toutefois bien clair que la justification de l'effort expérimental considérable que représente la mise en oeuvre de systèmes de détection à 50 particules ou plus se trouve dans une analyse plus détaillée de la collision portant sur l'ensemble des particules observées dans chaque événement. Pour illustrer ce dernier point on peut, par exemple, s'appuyer sur les calculs théoriques présentés sur la figure 36. On a ici les deux extrêmes possibles d'une description des collisions d'ions lourds : effets de compression marqués dans le calcul de type hydrodynamique se traduisant par un flux important de particules dans la direction transverse pour la collision centrale ( $b = 0$ ) ou un rebond caractérisé du projectile à grand paramètre d'impact ( $b = 6$  fm) et, au contraire, dominance des effets de transparence dans le modèle de cascades intra-nucléaires avec émission préférentielle de particules dans

**NEON + URANIUM COLLISION CALCULATIONS**

Stocker, Moruhn and Greiner  
Neon Laboratory Energy-400 MeV/A

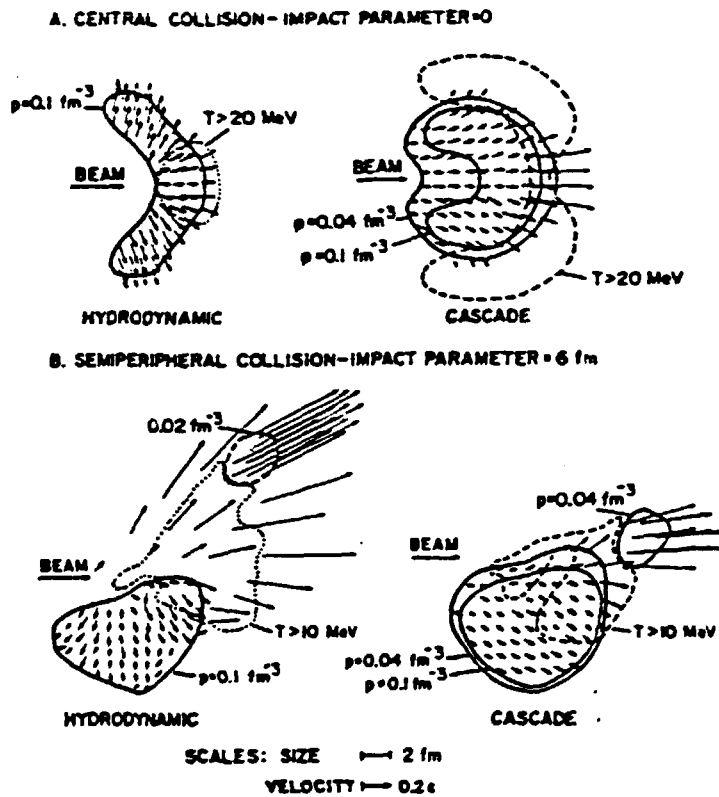


Fig. 36 Calculs théoriques des collisions Ne + U à 400 MeV/u. Comparaison du modèle hydrodynamique aux calculs de cascades intra-Nucléaires. réf.<sup>106</sup>.

la figure 36 repose sur une perception globale des images présentées. Pour s'en convaincre il suffit d'imaginer quel aurait été notre pouvoir de séparation au vu de la liste des composantes des vecteurs vitesse de chaque particule. Des techniques d'analyse dites justement "en variables globales" ont été ainsi mises au point pour caractériser aussi simplement que possible un événement à plusieurs dizaines de particules. Nous aborderons ce sujet dans la section III.4.

Revenons maintenant à des considérations plus techniques concernant les choix possibles du détecteur "4 $\pi$ ". Si on se limitait aux deux aspects que nous avons évoqués jusqu'ici, angle solide et granularité, les systèmes du type chambre à bulle ou chambre à dards qui ont été développés depuis longtemps pour les besoins de la physique des particules élémentaires conviendraient parfaitement. De fait de tels systèmes sont, ou ont été, utilisés. Par exemple les résultats de corrélation p-p ( $\alpha + C$  à 4.2 GeV/c) obtenus à l'aide d'une grande chambre à bulles (propane) au synchrotron de Dubna ont été présentés récemment à la Conférence de Visby<sup>107</sup>.

Les chambres à dards présentent en outre, par rapport aux chambres à bulles, l'avantage de la

la direction du faisceau. D'une certaine façon les mesures exclusives avec des détecteurs "4 $\pi$ " donnent, événement par événement, une information équivalente à celle des calculs ci-dessus (vitesse des particules sortantes). Il est donc clair que l'on devrait pouvoir préciser laquelle des deux hypothèses ci-dessus (hydrodynamique ou cascades intra-nucléaires) est la plus proche de la réalité. A plus long terme, on peut même espérer une description dynamique relativement complète des collisions noyau-noyau.

Les calculs ci-dessus peuvent aussi servir à dégager un aspect important de l'analyse des données. Notre aptitude à discriminer les résultats sur la

liberté de choix de la cible. Les deux systèmes ont cependant en commun l'extrême inconvénient d'une technique d'enregistrement par clichés photographiques qui rend très problématique toute expérience à forte statistique. Typiquement, les analyses portent sur quelques milliers d'événements ce qui est en général nettement insuffisant. Il reste que du fait même de leur antériorité quelques uns des résultats les plus caractéristiques sur les collisions d'ions lourds à haute énergie ont été obtenus de cette façon. Ce sont ces résultats que nous allons brièvement commenter.

### III.1 Résultats de chambre à dards (Bevalac)

En ce qui concerne le principe de fonctionnement des chambres à dards ("steamer chambers") nous renvoyons à la littérature spécialisée<sup>108</sup>. Mentionnons tout-de-même qu'elles sont déclenchables, une sélection des données est donc possible en imposant des contraintes sur la détection des résidus du projectile en aval de la chambre. De plus les caractéristiques générales de ce type de système (angle solide, multiplicité, résolution en impulsion) s'adaptent bien aux conditions expérimentales des collisions d'ions lourds relativistes. Enfin la présence d'un champ magnétique permet une identification relativement aisée des particules de charge négative comme les  $\pi^-$ , c'est d'ailleurs sur ces pions négatifs que porte l'essentiel des résultats ci-dessous.

#### 1) Corrélation $\pi^-, \pi^-$ (cf. section II.2.2.)

Rappelons pour mémoire que les premières études d'interférométrie  $\pi^-, \pi^-$  ont été réalisées avec une chambre à dards. En fait, malgré ce que nous en avons dit, le plus grand nombre d'événements analysés dans cette optique l'ont finalement été sur des données de ce type (expérience de Beavis et al.<sup>91</sup>). Par ailleurs, ce sont également ces données qui servent de référence pour évaluer la multiplicité de particules chargées et donc calculer une densité critique associée à l'émission des pions.

#### ii) Multiplicité totale de $\pi^-$

Nous ne ferons ici que mentionner ce sujet qui est discuté en détail par ailleurs<sup>7</sup>. Notons qu'une fois encore ce sont des données de chambre à dards qui ont permis de mesurer la multiplicité totale de  $\pi^-$  dans les collisions Ar + KCl (réf.<sup>109</sup>) et sa dépendance en fonction de l'énergie du faisceau incident. Le résultat indique une nette déviation par rapport à plusieurs calculs de cascades intra-nucléaires. Bien que l'interprétation quantitative de ces données en terme d'énergie de compression de la matière nucléaire soit encore l'objet de vifs débats, l'intérêt de ces mesures de multiplicités de pions dont les calculs indiquent qu'elles sont fixées à un stade initial de la collision (avant la phase d'expansion) ne fait guère de doute.

iii) "Température" des pions et des protons

Une nouvelle étude des paramètres de pente des spectres de pions et de protons a été effectuée par Brockmann et al.<sup>110</sup> sur des données de chambre à dards en Ar + KCl à 1,8 GeV/u. Nous sommes ainsi ramenés à la discussion que nous avons déjà entamée à la fin de la 1ère partie. La première constatation provient d'une tentative de représentation des spectres des pions à 90° c.m. ( $d^3\sigma/d^3p$  et non pas  $\sigma_I$  comme nous l'avons déjà fait remarquer) par une distribution du type Boltzmann :  $d^3\sigma/d^3p = \exp(-E/T)$ .

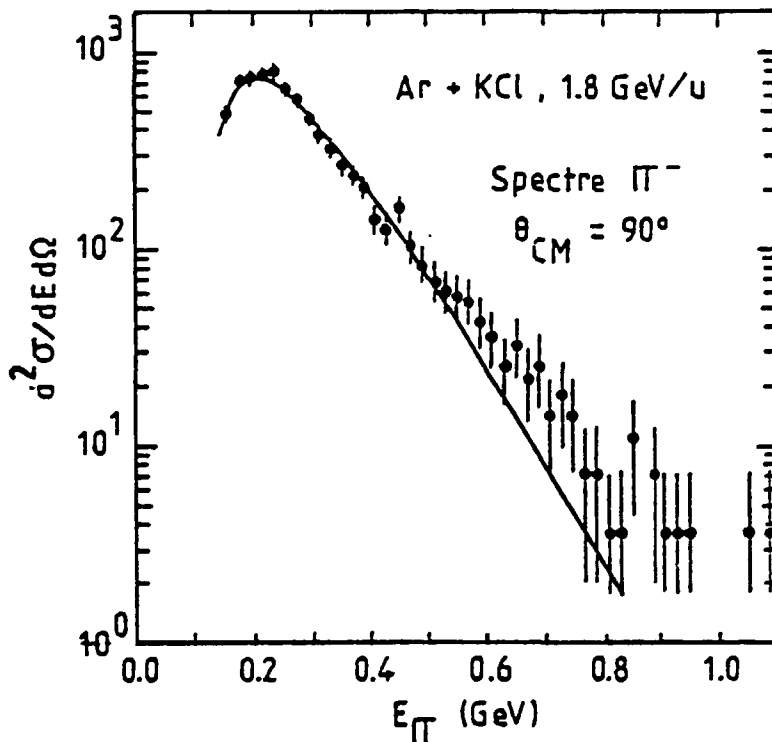


Fig. 37 Section efficace différentielle des pions à 90° c.m. dans les collisions Ar + KCl à 1,8 GeV/u. La ligne continue correspond à une distribution de Boltzmann avec un paramètre de pente  $T_{\pi} \sim 69$  MeV. data réf.<sup>110</sup>.

Le résultat de la figure 37 fait clairement apparaître une composante à haute énergie qui n'est pas reproduite par la distribution exponentielle ci-dessus. Par ailleurs le paramètre de pente  $T_{\pi} \sim 69$  MeV est très différent de celui obtenu pour les protons  $T_p \sim 118$  MeV. Cette dernière "température" est en accord avec les prédictions d'un modèle thermique<sup>111</sup> qui donne  $T_p \sim 120$  MeV et  $T_{\pi} \sim 110$  MeV. Il est alors tentant d'associer la composante à haute énergie des spectres de pions avec une production purement thermique.

De fait un ajustement des résultats expérimentaux avec une somme de deux distributions de Boltzmann conduit aux "températures" :

$$T_1 = 58 \pm 3 \text{ MeV}$$

$$T_2 = 110 \pm 10 \text{ MeV}$$

Resterait donc à expliquer l'origine de la composante dominante à basse énergie ( $T_1^{\pi} \sim 58$  MeV).

A ce stade de l'analyse nous n'avons considéré que les spectres inclusifs à 90°c.m.. L'utilisation d'un détecteur "4 $\pi$ " permet bien entendu des études plus détaillées. Brockmann et al. ont ainsi représenté l'anisotropie de la distribution des pions par une expression du type :

$$\sigma_I = \sigma(E) (1 + a(E) \cos^2\theta)$$

où  $\sigma(E)$  et  $a(E)$  paramétrisent la distribution angulaire de la section efficace invariante  $\sigma_I$  à une énergie de pion donnée (E).

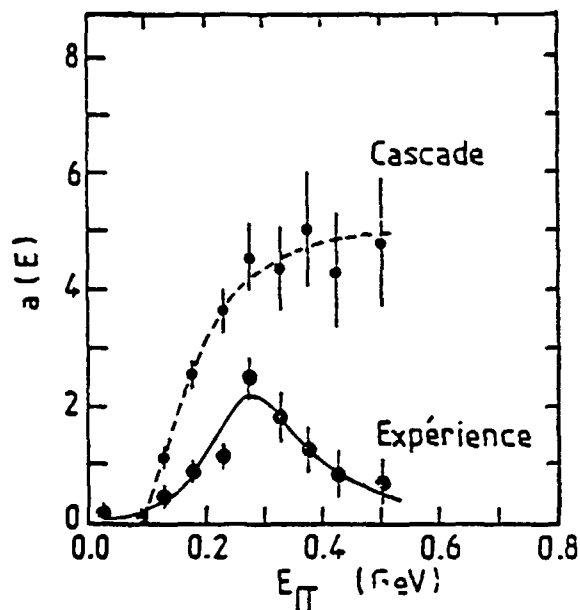


Fig. 38 Anisotropie de l'émission des mésons  $\pi$  en fonction de leur énergie. La définition du paramètre  $a(E)$  est donnée dans le texte. Comparaison entre l'expérience (Ar + KCl à 1,8 GeV/u) et un calcul de cascades intra-nucléaires. Data réf.<sup>110</sup>

La comparaison avec un calcul de cascades pour lequel la même paramétrisation a été utilisée est indiquée sur la figure 38. Les données montrent à nouveau deux régimes : à basse énergie l'anisotropie expérimentale tend à augmenter de façon semblable au résultat des cascades, par contre la composante à haute énergie serait isotrope, en accord avec l'idée d'une émission thermique. La partie basse énergie des spectres de pions correspondrait donc au mécanisme du type cascades intra-nucléaire. De fait, si l'on cherche à représenter les spectres des pions sortant d'un code de cascade par une distribution de Boltzmann on obtient bien une seule composante de basse énergie ( $T_{\pi} \sim 73$  MeV) très différente de la valeur associée aux protons ( $T_p \sim 123$  MeV). En ce qui concerne les paramètres de pente, le modèle de cascade est donc nettement supérieur au modèle purement thermique. Ceci provient de ce que l'émission de pions dans les calculs de cascades est habituellement incluse sous forme d'un mécanisme en deux étapes :

i) production de la résonance  $\Delta$  :



ii) production de  $\pi$  par la désintégration des  $\Delta$  :



ce ne sont donc pas les pions qui sont en équilibre thermique avec les nucléons mais les  $\Delta$ . Le paramètre de pente des pions reflète alors la désintégration à deux corps du  $\Delta$  (dont la cinématique est simplement donnée par la masse  $m_{\Delta}$ ) superposée au spectre d'énergie des  $\Delta$  caractérisé par une "température" proche de celle des nucléons. Partant de valeurs raisonnables pour la température initiale des  $\Delta$ ,  $T_{\Delta} \sim 135$  MeV, et pour la masse  $M_{\Delta} \sim 1200$  MeV qui peut être différente de la masse



libre (1232 MeV) en raison des interactions avec le milieu, on obtient ainsi simultanément  $T_p = 113$  MeV et  $T_\pi = 58$  MeV.

Cette expérience montre donc clairement que l'origine d'une valeur faible pour le paramètre de pente des pions ne se situe pas au niveau du libre parcours moyen (densité critique associée aux pions inférieure à celle des protons) mais bien au niveau du mécanisme même de production des pions (désintégration des  $\Delta$ ) tel qu'il est naturellement inclus dans les modèles de cascades intra-nucléaires.

Les trois résultats ci-dessus illustrent bien l'intérêt des détecteurs " $4\pi$ " même lorsqu'il ne s'agit que de mesures inclusives ou d'expériences de coïncidences particule-particule. Pour des expériences plus exclusives il était maintenant naturel de chercher à s'affranchir des conditions propres aux chambres à bulles ou à dards (clichés photographiques). Ceci a conduit au développement des nouveaux détecteurs " $4\pi$ " que nous décrivons ci-dessous.

### III.2 Les nouveaux détecteurs " $4\pi$ " électroniques : boule de plastique, chambre à projection temporelle.

Dans le domaine de la détection multiparticules, deux conceptions totalement différentes conduisent à envisager soit une identification dans des modules indépendants, type télescope  $\Delta E-E$ , soit au contraire une mesure par reconstruction de trajectoires dans un champ magnétique. Nous décrivons deux systèmes correspondant à l'une et l'autre de ces approches : la boule de plastique du groupe GSI-LBL dont le programme expérimental au Bevalac de Berkeley est achevé et le détecteur Diogène en fonctionnement avec des ions lourds à Saturne II depuis le printemps 1984.

#### III.2.1 Le système boule et mur de plastique<sup>112</sup>

Le module de base de la boule de plastique est un télescope à particules du type  $\Delta E-E$ . L'originalité fondamentale du système réside dans l'utilisation de deux matériaux scintillants de constantes de temps très différentes ( $\text{CaF}_2$  pour  $\Delta E$ ,  $\tau = 1$   $\mu\text{s}$ , et type NE 114 pour E) qui rend possible l'utilisation d'un unique tube photomultiplicateur pour ces deux éléments. La zone morte entre deux modules adjacents peut ainsi être réduite au strict minimum. La séparation des deux signaux ( $\Delta E$  et E) se fait par analyse de forme de l'impulsion électrique. Par ailleurs une identification des  $\pi^+$  peut être obtenue en étudiant la coïncidence retardée de la désintégration  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ . 815 éléments (655 + 160) sont arrangés sur deux portions de sphère comme indiqué sur la figure 39. La partie avant de ce sous-ensemble a une granularité plus fine ( $\Delta\theta \sim 3,5^\circ$  entre modules adjacents) que la partie arrière ( $\Delta\theta \sim 7^\circ$ ). Les limites cinématiques de détection des différentes particules sont précisées par la suite.

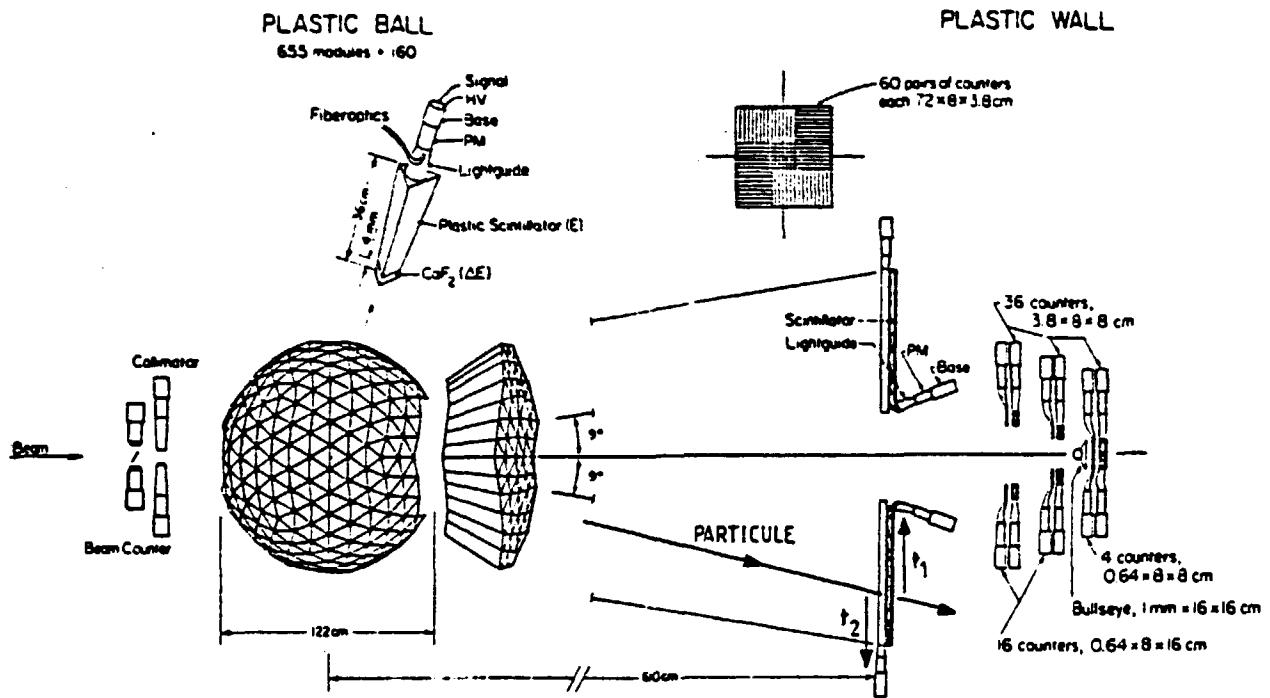


Fig. 39 Représentation schématique de l'ensemble de détection boule + mur de plastique du groupe GSI-LBL. réf. 112.

La détection par la boule de plastique proprement dite est limitée aux angles supérieurs à 9°. Plus à l'avant le système est complété par un mur de plastique. Une première structure en quatre quadrants (15 paires de lattes scintillantes chacun) est située à 6 m environ en aval de la cible (cf. figure 39). On peut ainsi combiner une double mesure de perte d'énergie (dans les deux épaisseurs de matériau correspondant à chaque paire), une mesure de temps de vol (par rapport au "start" faisceau-"Beam counter")  $\frac{t_1 + t_2}{2}$  et une localisation de la particule sur les lattes (différence des temps de propagation  $t_1 - t_2$  des signaux lumineux vers les extrémités opposées des deux lattes d'une même paire). Cette première structure laisse à l'avant un trou carré ; celui-ci est couvert par une matrice de 32 + 4 compteurs indépendants ( $\Delta E$  épais) couplés à un ensemble de 16 + 4 scintillateurs minces. Enfin, les quatre éléments les plus centraux fonctionnent en anti-coïncidence avec un détecteur très mince (Bullseye) qui élimine les particules du faisceau incident n'ayant pas interagi dans la cible.

Les caractéristiques d'identification des particules dans le système boule + mur de plastique sont reportées sur la figure 40. Très à l'avant (i.e.  $\theta < 90$ ), le mur de plastique ne donne que la charge Z et la vitesse des fragments détectés. Aux plus grands angles, la boule de plastique proprement dite définit quatre zones cinématiques :

- 1) pour les particules de basse énergie (fragments lourds et spectateurs de la cible) qui sont arrêtés dans le fluorure de calcium ( $\Delta E$ ) on ne connaît que leur énergie totale E.

ii) suit la zone de fonctionnement normal de la boule. Les fragments sont arrêtés dans le scintillateur épais (Z). On obtient alors l'identification complète : charge, masse et énergie.

iii) Pour des particules plus énergiques, le télescope fonctionne en transmission, seules leur charge et leur vitesse sont alors déterminées.

iv) Enfin à très grande énergie ( $P_1/m > 1,5$  GeV/c à  $90^\circ$  lab) on atteint la région du minimum d'ionisation. On a alors uniquement une information sur la charge des fragments.

Les mêmes caractéristiques se retrouvent bien entendu aux angles arrières ( $90^\circ < \theta < 160^\circ$ ).

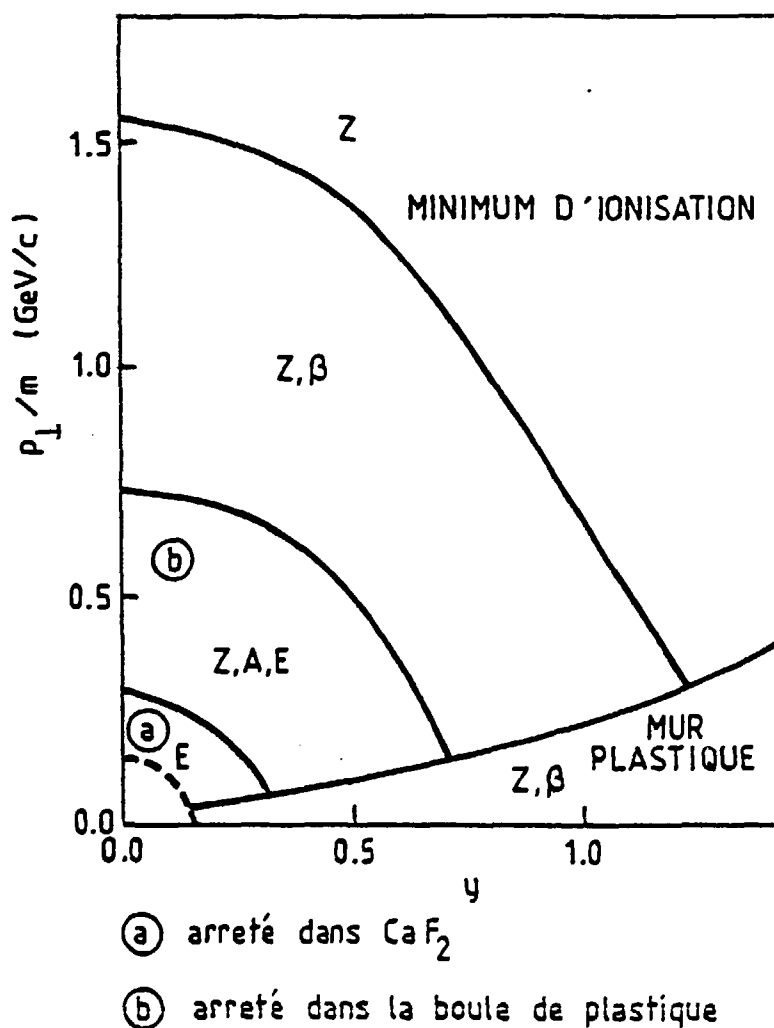


Fig. 40 Caractéristiques d'identification à l'avant ( $\theta_{\text{lab}} < 90^\circ$ ) du système boule + mur de plastique extrait de la réf.112 .

De façon générale on remarquera que la notion d'angle solide ( $\sim 4\pi$ ) n'a pas grand sens si elle n'est associée aux limites cinématiques d'identification des particules. Il apparaît que ce n'est que dans une zone limitée d'angle et surtout d'énergie que la boule de plastique donne une infor-

ation complète (Z,A,E) sur les fragments. Cette remarque est d'autant plus justifiée que la vitesse d'entraînement du centre de masse est importante. On voit ainsi (cf. fig.40) que pour une rapidité  $\gamma_{c.m.} = 0,6$  (collisions symétriques à 800 MeV/u) seule l'information sur la charge et la vitesse des fragments est disponible pour des angles inférieurs à  $90^\circ$  c.m. environ.

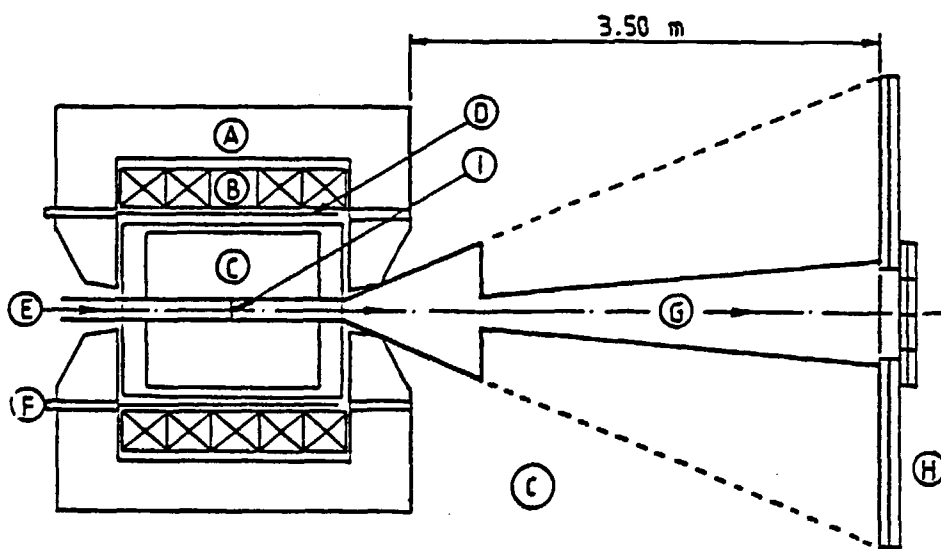
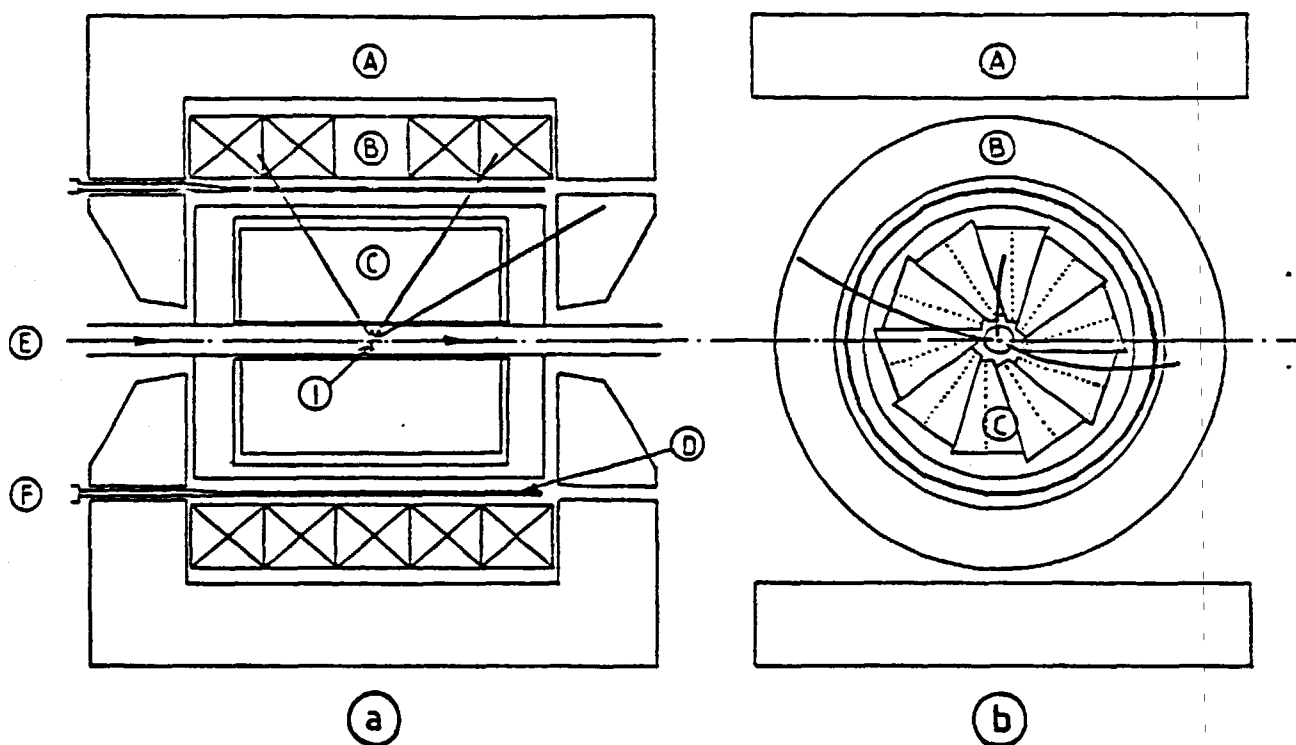
### III.2.2. L'ensemble de détection "Diogène"

La reconstruction de la trajectoire d'une particule dans un champ magnétique s'obtient habituellement en effectuant plusieurs mesures de localisation, par exemple, à l'aide de chambres proportionnelles multifils. Cette méthode n'est cependant pas généralisable au cas des grandes multiplicités. Le nombre de plans de fils nécessaires pour effectuer une localisation (à deux dimensions) sans ambiguïté devient en effet prohibitif ( $N + 1$  plans de fils pour  $N$  particules). De plus la mesure de la trajectoire ne donne que la rigidité magnétique et il reste à résoudre le problème de l'identification qui impose au moins une mesure de perte d'énergie pour chaque particule.

L'utilisation de chambres à dérive de grand volume permet de résoudre simultanément l'ensemble de ces difficultés. La technique consiste non pas à effectuer une mesure de localisation directe sur les particules, mais à repérer leur trace d'ionisation dans un gaz. Sous l'action d'un champ électrique uniforme, les électrons libérés par cette ionisation dérivent lentement vers un plan de fils sensibles où leur différents temps d'arrivée sont mesurés. On convertit ainsi une mesure de localisation en une mesure de temps (projection temporelle). De plus l'amplitude des signaux est proportionnelle à l'ionisation donc à la perte d'énergie spécifique dans le gaz.

Le détecteur central de l'ensemble Diogène est basé sur ce principe. Le système, dont on a reporté sur la figure 41 les coupes longitudinales (a) et transversales (b), est à symétrie axiale autour de l'axe du faisceau. En partant de la périphérie on remarque tout d'abord l'aimant, du type solénoïde (B), avec sa culasse (A). Un champ magnétique axial d'environ 1 Tesla est ainsi obtenu dans tout le volume du détecteur. Suit une couronne de 30 lattes de scintillateurs (D) qui permet d'effectuer une sélection rapide en multiplicité sur les données. Les chambres à dérive (C) (10 secteurs indépendants) qui forment le coeur du système sont placées à l'intérieur d'une enceinte sous pression (mélange gazeux argon 86 %, propane 14 %, à 4 atmosphères). La cible (I) située dans le vide sur le trajet du faisceau, est isolée de l'ensemble par un tube mince (2 mm de fibre de carbone). Enfin, aux angles les plus avant ( $\theta < 7^\circ$ ) le détecteur central est complété par un mur de plastique (cf. figure 41-c) de conception identique à celui du système boule et mur de plastique décrit auparavant.

Le détail de fonctionnement des chambres à dérive est indiqué sur la figure 42. Dans le plan



- |                          |                                    |
|--------------------------|------------------------------------|
| A AIMANT                 | F PM                               |
| B SOLENOÏDE              | G TROMBLON                         |
| C CHAMBRE CENTRALE       | H MUR DE SCINTILLATEURS PLASTIQUES |
| D FILTRE DE MULTIPLICITE | I CIBLE                            |
| E FAISCEAU               |                                    |

Fig. 41 Description schématique de l'ensemble de détection Diogène.

- a - coupe longitudinale du détecteur central
- b - Coupe transversale;
- c - Vue longitudinale montrant à la fois le détecteur central et le mur de plastique

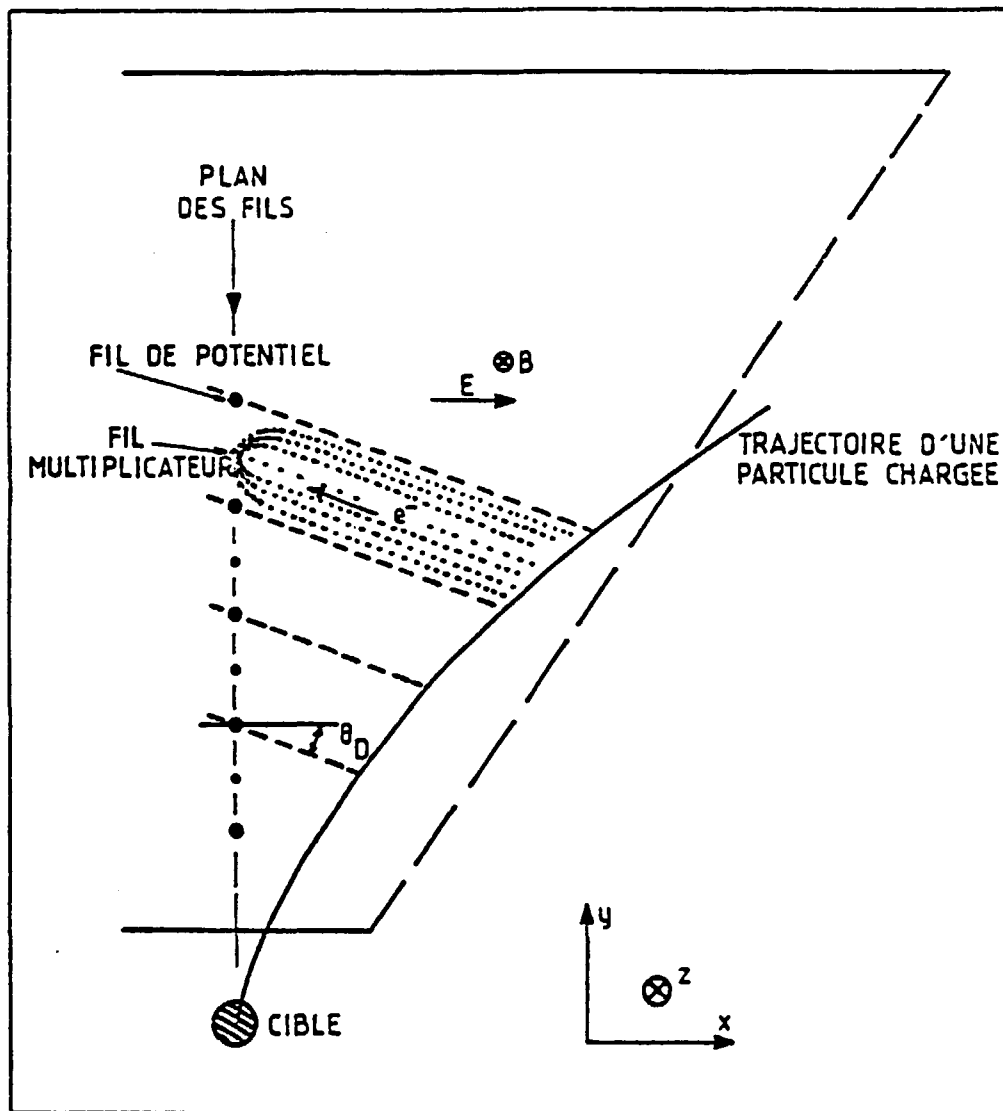


Fig. 42 Principe de fonctionnement des chambres à dérive qui constituent le détecteur central de l'ensemble Diogène. On notera que le champ électrique  $\vec{E}$  est perpendiculaire au champ magnétique longitudinal  $\vec{B}$ . Les électrons dérivent avec un angle  $\theta_D$  par rapport au champ électrique ( $\text{tg}\theta_D \sim v_D B/E$ ).  $v_D$  est la vitesse de dérive des électrons ( $\sim 40 \text{ mm}/\mu\text{s}$ ).

médian de chaque secteur on trouve alternativement des fils de potentiel définissant les cellules de dérive associées à un champ électrique uniforme transverse ( $\vec{E}$ ) et des fils d'anode multiplicateurs ( $\phi \sim 30 \mu\text{m}$ ) qui donnent un signal proportionnel aux électrons collectés (16 fils sensibles par secteur). On notera que les cellules de dérive font un angle  $\theta_D$  par rapport au champ électrique en raison de la présence du champ magnétique longitudinal  $\vec{B}$ . La trace d'ionisation d'une particule est une trajectoire circulaire en projection transverse caractérisée par :

$$B_1 \cdot \rho = P_1 / q \tag{60}$$

- où
- $B_1$  : champ magnétique longitudinal
  - $\rho$  : rayon de courbure de la trajectoire
  - $p_1$  : impulsion transverse de la particule
  - et  $q$  : charge électrique de cette particule

Un élément de cette trace (dans une cellule de dérive) est repéré par le numéro du fil multiplificateur et le temps de dérive des électrons jusqu'à ce fil (par rapport à un signal de départ donné par le faisceau incident). Quant à l'information sur la coordonnée longitudinale, l'utilisation de fils d'anode résistifs ( $\sim 1600 \Omega$ ) permet d'obtenir la position de la multiplication le long de ce fil par simple division de courant à ses deux extrémités. De plus, la somme de ces deux courants asc

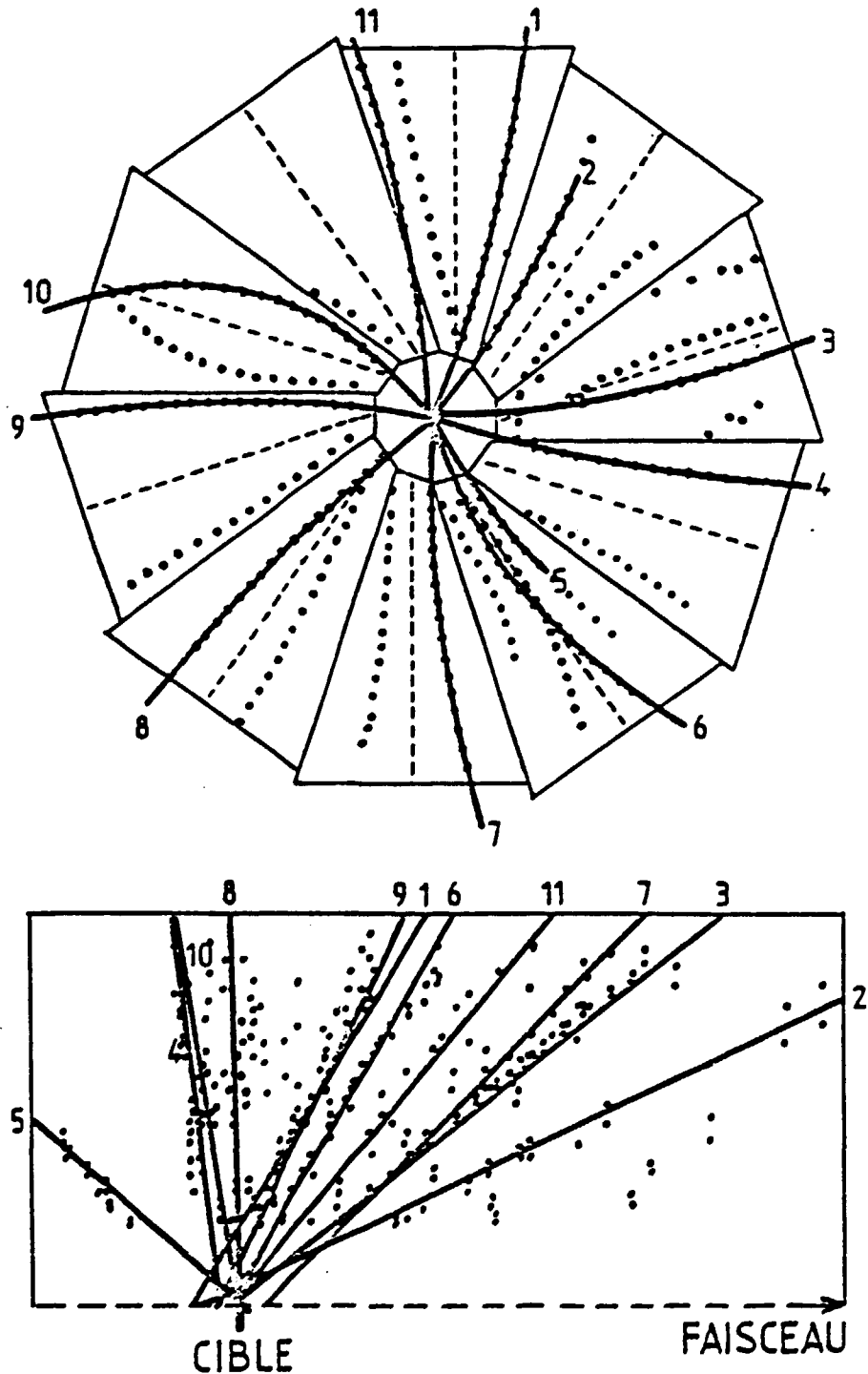


Fig. 43 Projection cylindriques, transverse et longitudinale, d'un événement observé dans le détecteur central de Diogène. Collision N + Pb à 800 MeV/u. Les traces identifiées par le programme de reconstruction de trajectoires sont numérotées de 1 à 11.

proportionnelle à la perte d'énergie ce qui donne l'information nécessaire à l'identification complète de la particule considérée.

En résumé, le système de chambres à dérive du détecteur Diogène constitue un détecteur tri-dimensionnel où les trajectoires de chaque particule sont repérées dans chaque cellule de dérive par leurs trois coordonnées (numéro de fil, temps de dérive, division de courant). Bien entendu plusieurs particules peuvent se trouver simultanément dans le même secteur. Compte tenu de l'électronique actuellement utilisée, la séparation des différentes trajectoires est possible tant que les différences de temps de dérive des électrons sont sensiblement plus grandes que la durée propre des signaux ( $\sim 200$  ns) ; ceci conduit à une séparation double trace typique de 10 mm (vitesse de dérive : 40 mm/ $\mu$ s) à laquelle on peut associer une granularité équivalente du détecteur (nombre de modules indépendants) d'environ 100 à 150.

Un exemple d'événement observé dans Diogène est représenté sur la figure 43. On note tout de suite sur la projection transverse un problème d'ambiguïté "droite-gauche" dans chaque secteur : la seule mesure du temps de dérive ne nous permet pas a priori de savoir si la trajectoire est à droite ou à gauche du plan de fils. En fait cette difficulté est facilement résolue par la disposition géométrique particulière des secteurs qui sont légèrement décalés par rapport à l'axe du faisceau. De cette façon on voit clairement qu'une seule des deux trajectoires possibles dans le secteur 8 (secteur 1 en haut, vertical : sens de rotation horaire) se prolonge normalement vers la cible (trace n° 9), la trace fantôme, symétrique par rapport au plan de fils, étant facilement rejetée par un programme de reconstruction de trajectoire.

Une fois les trajectoires correctement identifiées et leur rigidité magnétiques (impulsion/charge) mesurées on peut construire le diagramme d'identification dont nous avons déjà parlé (rigidité fonction de la perte d'énergie tronquée). Le résultat est reporté sur la figure 44. On note la bonne séparation pion-proton qui est une des qualités de ce système. Bien évidemment la présence d'un champ magnétique donne une séparation triviale entre  $\pi^+$  et  $\pi^-$  (courbures de signe opposé).

Nous terminerons cette brève description de l'ensemble de détection Diogène par les caractéristiques de résolution en impulsion pour les protons détectés à l'avant. Les résultats sont présentés sur la figure 45. La résolution moyenne  $\frac{\Delta P}{P}$  est de 10 à 15 % ; elle se dégrade sensiblement aux grandes impulsions transverses (les courbures sont trop petites comparées à la précision de localisation transverse des traces  $\sim 400$   $\mu$ m) et aux angles avant (le nombre de cellules de dérive diminue). Pratiquement, les données sont peu utilisables, sauf pour une évaluation de la multiplicité, aux angles inférieurs à 20°. Par comparaison aux résultats de la figure 40 pour le système boule-



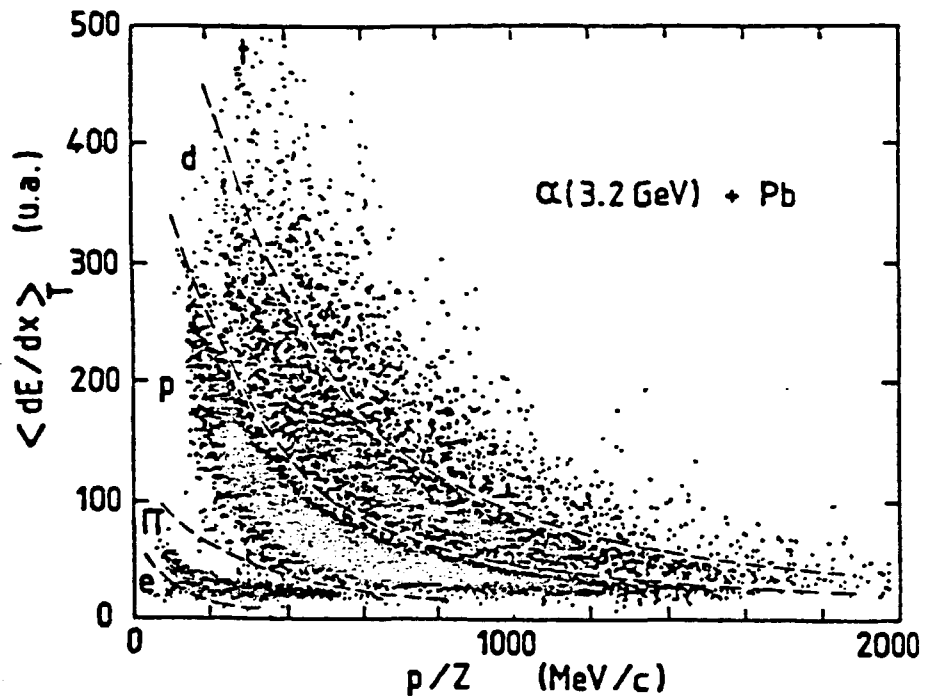


Fig. 44 Diagramme d'identification des particules detectees dans "Diogene". La perte d'energie tronquee  $\langle dE/dx \rangle_T$  est une mesure de l'ionisation specifique dans laquelle on elimine les grands echantillons correspondant a la queue de la distribution de Landau. L'axe horizontal correspond a la rigidite magnetique, impulsion/charge.

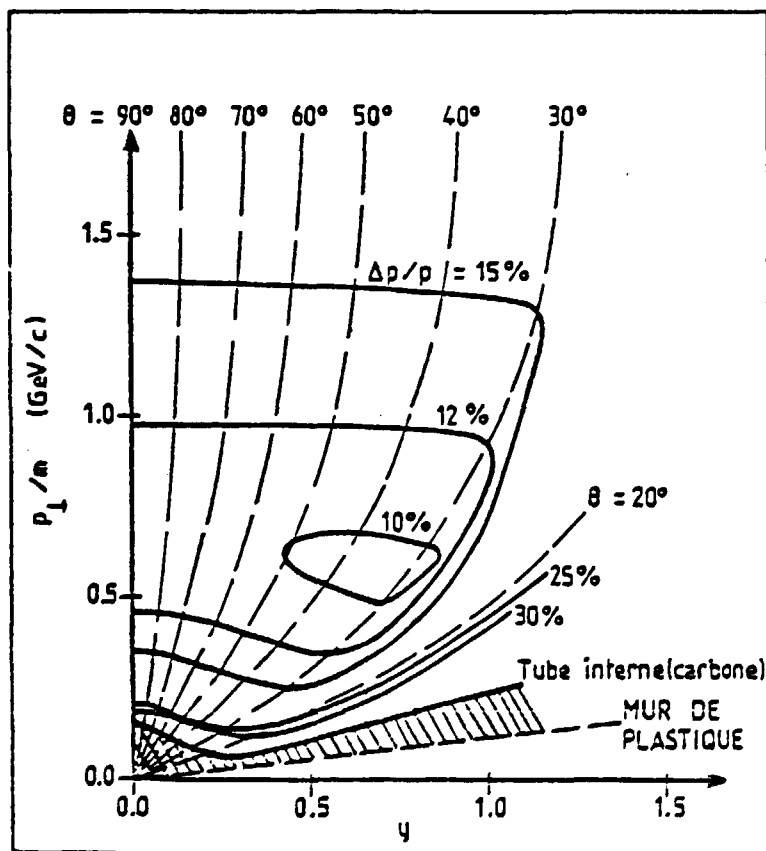


Fig. 45 Résolution en impulsion pour des protons detectés à l'avant ( $\theta_{lab} < 90^\circ$ ) dans "Diogene". La partie hachurée est la zone morte correspondant aux particules arrêtées dans le tube interne (tube faisceau). On remarque la dégradation très rapide de la résolution pour  $\theta_{lab} < 20^\circ$

mur de plastique, on remarquera que Diogène se caractérise plutôt par une évolution continue des performances que par des limites cinématiques précises où les caractéristiques d'identification changent brusquement. En tout état de cause, pour l'un et l'autre de ces ensembles, le qualificatif de "4 $\pi$ " est manifestement usurpé. Il reflète plus un objectif initial des concepteurs que la réalité des faits. Ces nouveaux systèmes constituent toutefois un progrès expérimental important comme en témoignent les résultats récents que nous allons maintenant présenter.

### III.3 Sélection en multiplicité

Nous avons déjà mentionné cette utilisation très élémentaire des ensembles de détection multi-particules. La mesure de corrélation p-p de Gustafsson et al.<sup>97</sup> que nous avons déjà présentée (cf. II.2.3) est de cette nature. L'étude des taux de production de composites par le même groupe de la boule de plastique donne un autre exemple de résultats sélectionnés en multiplicité.

L'expérience porte sur les systèmes Ca + Ca à 400 et 1050 MeV/u et Nb + Nb à 400 et 600 MeV/u. Le résultat de l'analyse présenté sur la figure 46 montre la variation du rapport  $d^{\text{like}}/p^{\text{like}}$  (définition équation 27) en fonction de la multiplicité de charges baryoniques  $N_p$  (réf.<sup>113</sup>). Compte-tenu des coupures cinématiques du détecteur, un soin tout particulier a été pris pour limiter la mesure à des régions d'espace de phase qui rendent applicable le concept de coalescence. Ceci revient à choisir des bornes d'intégration telles que le rapport  $d/p^2$  reste constant, soit en appliquant un facteur d'échelle égal à  $m^{1/2}$  aux impulsions des différents composites (p, d, t, <sup>3</sup>He, <sup>4</sup>He).

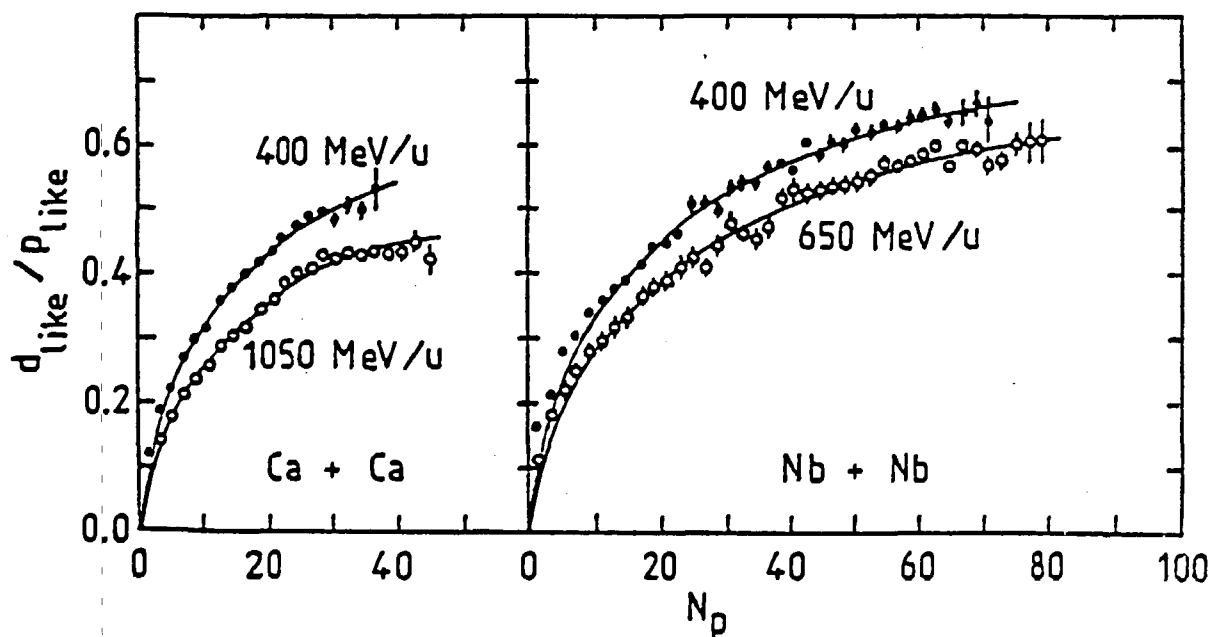


Fig. 46 Rapport  $d^{\text{like}}/p^{\text{like}}$  (cf. éq.(37)) en fonction de la multiplicité de charge baryonique,  $N_p$ . Data réf.<sup>113</sup>.

Nous avons souligné dans la 1ère partie (section I-4) que les rayons de source déduits du modèle de coalescence généralisé étaient incertains en raison du paramètre inconnu de section efficace  $\sigma_R$

(cf. éq. 30 et 35). En fait cette remarque ne s'applique qu'à des mesures inclusives ; l'origine de la quantité  $\sigma_R$  (ou plus exactement  $\sigma_0$ , la fraction de la section efficace de réaction qui conduit à la formation de la boule de feu) provient du passage des sections efficaces différentielles  $d^3\sigma/d^3p$  aux densités d'occupation  $d^3n/d^3p = \sigma_0 \cdot d^3\sigma/d^3p$ . Maintenant, dans les mesures sélectionnées en multiplicité comme ci-dessus, on fixe justement l'intégrale de  $d^3n/d^3p$  ce qui élimine le problème. Dans leur analyse des données, Doss et al. ont ainsi utilisé une extension du modèle de coalescence, à nombre de nucléons participants fixé, où la distribution d'impulsion des particules est paramétrisée par la température effective de la source. Ceci conduit à l'expression suivante :

$$\frac{d^{\text{like}}}{p^{\text{like}}} = 6 \left( \frac{A-Z}{Z} \right) N_p \cdot \left( 1 + 2 \left[ \frac{r_p}{r_d} \right]^{2-3/2} \right) \cdot \left( 1 + \frac{2}{3} m T r_d^2 \right)^{-3/2} \quad (61)$$

où  $\frac{A-Z}{Z}$  tient compte de l'asymétrie en isospin (cf. eq. 34).

$r_p = r_0 \left( \frac{A}{Z} N_p \right)^{1/3}$  est le rayon de la source associée aux participants.  
 $m$  est la masse d'un nucléon

$T$  la température effective des spectres de protons

$r_0$  et  $r_d$  étant deux paramètres caractérisant respectivement la densité du système et le rayon du deutéron.

Les lignes continues qui apparaissent sur la figure 46 correspondent à un ajustement par moindre carré des paramètres  $r_0$  et  $r_d$ . Les données expérimentales sont bien reproduites avec des rayons de source raisonnables ( $r_0$  : 1 à 1,2 fm,  $r_d = 4$  fm rayon quadratique moyen pour une distribution gaussienne). Toutefois, les densités critiques que l'on peut déduire de  $r_0$  ( $\rho_c/\rho_0 \sim 0,5$  à 1) sont nettement supérieures aux valeurs déduites des corrélations p-p ( $\rho_c/\rho_0 \sim 0,25$ , cf. section II.2.3). Ce résultat n'est en fait pas totalement surprenant. L'étude des corrélations p-p, sensible à l'interaction finale vers des états non liés, permet en effet d'accéder à la densité critique associée à l'équilibre thermique ("thermal freeze-out"). A l'inverse le rapport  $d^{\text{like}}/p^{\text{like}}$  détermine la densité critique d'équilibre chimique ("chemical freeze-out") qui peut être plus élevée puisque la formation explicite d'un cluster de deux nucléons (état lié) implique la présence d'une troisième particule pour conserver l'énergie et l'impulsion.

Un autre aspect, sans doute le plus important, de l'étude de Doss et al. concerne la relation entre l'entropie et le rapport  $d^{\text{like}}/p^{\text{like}}$ . Comme nous l'avons déjà indiqué dans la première partie (fin de la section I.4) les approches théoriques dans ce domaine négligent les effets de surface. L'évolution rapide du rapport expérimental  $d^{\text{like}}/p^{\text{like}}$  en fonction de la multiplicité de charge (taille du système) indique à l'évidence que les mesures d'entropie déduites des données inclusives sont sans objet. Ce n'est que pour les grandes multiplicités, là où le rapport  $d^{\text{like}}/p^{\text{like}}$  tend à se stabiliser, que l'on peut espérer en faire une évaluation correcte. Pratiquement, les estimations

dépendent fortement du modèle d'analyse (Kapusta<sup>114</sup>, Stöcker<sup>115</sup>) et il est encore trop tôt pour tirer des conclusions définitives de ces expériences. Cependant, la mesure de l'entropie, par le fait même qu'elle resterait constante pendant la phase d'expansion du système, continue d'être un objectif expérimental de première importance et l'analyse ci-dessus représente un progrès certain dans cette voie :

Une autre analyse des données de la boule de plastique sur laquelle nous allons maintenant nous pencher concerne une vérification expérimentale de l'hypothèse de thermalisation qui se retrouve par exemple dans les modèles du type boule-de-feu. La sélection en multiplicité est clairement amenée à jouer un rôle essentiel dans une telle étude. Par ailleurs l'utilisation d'un détecteur  $4\pi$  permet de rechercher, événement par événement, si les conditions d'équilibre thermique sont effectivement

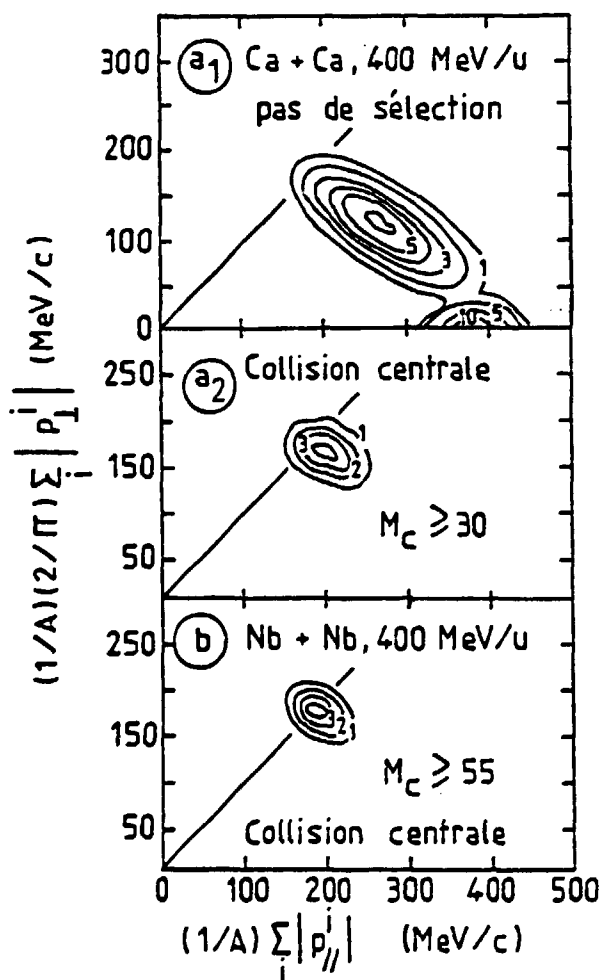


Fig. 47 Comparaison de la distribution d'impulsion longitudinale ( $\sum_i |p_{\parallel}^i|$ ) et transverse ( $(2/\pi) \sum_i |p_{\perp}^i|$ ) calculée événement par événement. a<sub>1</sub>) système Ca + Ca à 400 MeV/u, pas de sélection en multiplicité. a<sub>2</sub>) idem avec la condition d'au moins 30 particules chargées détectées dans chaque événement. b) système Nb + Nb à 400 MeV/u, et plus de 55 particules chargées. Les lignes droites (diagonales) correspondent au rapport d'isotropie  $R = 1$  (cf. éq. (62)).

atteintes. La condition d'isotropie qui doit bien entendu apparaître globalement sur les distributions angulaires inclusives (dans le centre de masse du système en équilibre thermique), doit aussi être vérifiée sur la distribution d'impulsion des particules d'un même événement aux effets de nombre finis. On peut ainsi trancher entre l'hypothèse d'un véritable équilibre thermique, applicable événement par événement, et la situation où le paramètre de température ne fait que refléter les propriétés moyennes de l'ensemble statistique associé à un grand nombre d'événements. Pour faire cette étude Gustafsson et al.<sup>116</sup> ont considéré le rapport d'isotropie suivant :

$$R = \frac{2}{\pi} \frac{\sum_i |\vec{p}_{\perp}^i|}{\sum_i |p_{\parallel}^i|} \quad (62)$$

où  $\vec{p}_{\perp}^i$ ,  $p_{\parallel}^i$  sont respectivement les impulsions transverses et longitudinales (dans la direction du faisceau) de toutes les particules (i) observées dans le même événement.

Le facteur  $\frac{2}{\pi}$  normalise le rapport R à l'unité pour les distributions d'impulsions isotropes :

$$\frac{2}{\pi} = \int_0^{\pi} |\sin \theta \cos \vartheta|_1 d\theta / \int_0^{\pi} |\sin^2 \theta|_1 d\theta$$

Les résultats présentés sur la figure 47 concernent les systèmes symétriques Ca + Ca et Nb + Nb à 400 MeV/u. Les calculs ont donc été effectués dans le centre de masse du système total. La condition d'isotropie est réalisée sur les diagonales en trait plein ( $R = 1$ ). L'absence de sélection en multiplicité (fig. 47, a1)) donne deux classes d'événements. Le pic à faible impulsion transverse (impulsion longitudinale par nucléon voisine de celle de faisceau) correspond bien clairement à la fragmentation du projectile dans les collisions périphériques. Le second pic dans la distribution correspond à des collisions plus violentes (transfert d'impulsion dans la direction transverse) mais on est en moyenne très loin de la condition d'isotropie que requiert l'hypothèse d'un équilibre thermique. Ceci n'empêche pas d'ailleurs les spectres inclusifs d'avoir un comportement exponentiel décroissant caractérisé (à 90° c.m.) par une "température" ( $E_0 \sim 50$  MeV). Même pour les collisions les plus centrales sur le système Ca + Ca (multiplicité de particules chargées  $M_c \sim 30$  (fig. 47 a2)), la condition d'isotropie n'est pas encore complètement vérifiée ( $R \sim 0,82$ ) et ce n'est que pour les systèmes lourds et les multiplicités encore plus grandes (Nb + Nb - 400 MeV/u -  $M_c > 55$  (fig. 47 b)) qu'elle est enfin atteinte. Il se pose évidemment le problème des coupures cinématiques du détecteur. Pour étudier cet effet une simulation effectuée avec le modèle statistique de Fai et Randrup<sup>65</sup> a montré qu'une fois filtrée par l'acceptance du système, une distribution isotrope conduisait à une déviation de R inférieure à 5 % par rapport à l'unité. Reste bien sûr une certaine contamination due aux résidus d'évaporation de la cible dont on sait néanmoins qu'elle diminue lorsque la multiplicité augmente.

A ce point, il faut rappeler que la condition d'isotropie n'est qu'une condition nécessaire de thermalisation, en fait elle indique plus simplement l'absence de direction privilégiée comme on peut par exemple l'attendre d'une condition moins restrictive telle que l'arrêt du projectile dans la cible ("stopping condition"). L'étape suivante consiste donc à étudier plus en détail la distribution d'énergie des différentes particules. Sur la figure 48 sont reportés deux spectres de protons à 90° c.m. (où les résidus d'évaporation de la cible sont éliminés) pour le système Nb+Nb à 400 MeV/u. On remarquera la bosse (zone hachurée) sur les données à grande multiplicité ( $M_c \sim 55$ ), elle résulte d'un artefact du système de détection qui identifie de façon incorrecte (comme des protons) les deutons et tritons de grande énergie qui traversent complètement la boule de plastique. La proportion relative de deutons augmentant fortement avec la multiplicité, il est sans doute normal que cette anomalie soit peu visible sur les autres données ( $M_c \sim 15$ ). Cette région des spectres étant éliminée, les données sont assez bien reproduites par une distribution de Boltzmann ( $\exp - E/T$ ) dont les températures sont reportées sur la figure. Il reste cependant, à basse énergie, un épaulement particulièrement visible sur les résultats à grande multiplicité. Nous avons déjà remarqué ce genre de caractéristique dans les données inclusives (cf. I.3.2). Parmi les explications possibles

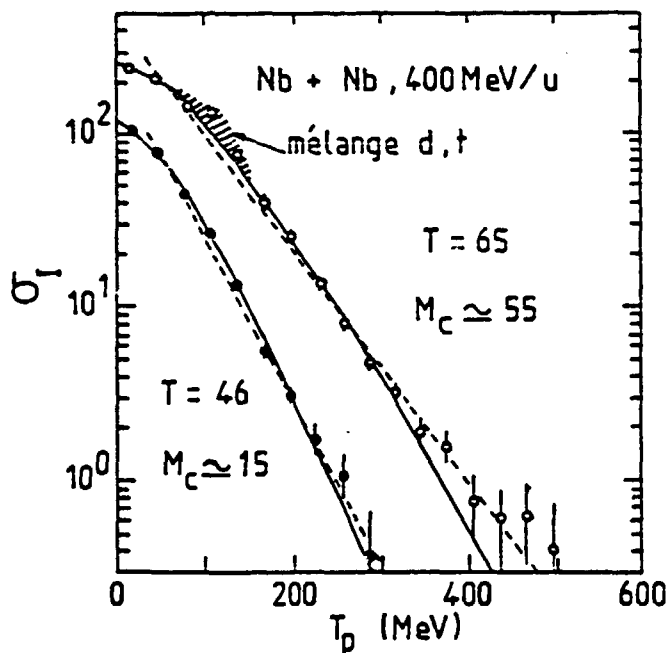


Fig. 48 Sections efficaces invariantes des protons à 90° c.m. produits dans les collisions Nb + Nb à 400 MeV/u. Les fenêtres en multiplicité de particules chargées sont  $50 < M_c < 60$  et  $10 < M_c < 20$ . Les lignes --- correspondent aux spectres de Boltzmann de température  $T = 65$  et  $46$  MeV. Les lignes en continu sont obtenues à partir du modèle d'explosion thermique de la réf.<sup>116</sup>.

nous avons alors privilégié le mécanisme de diffusion unique nucléon-nucléon. Il est clair, compte-tenu de la dépendance en multiplicité, qu'il s'agit là d'un autre phénomène. On peut bien entendu penser au modèle d'explosion thermique, d'autant plus que nous sommes en présence de données à haute multiplicité où les conditions d'équilibre thermique semblent atteintes. De fait une analyse dans ce sens est possible et conduit à une vitesse d'expansion radiale  $\beta = 0,33 c$  et une température nettement réduite  $T = 32$  MeV. Malheureusement, le mécanisme de coalescence dont nous avons vu le succès pour expliquer le taux de production de particules composites, conduit aussi à un dépeuplement des spectres de protons à basse énergie. De plus, l'évolution de

l'épaulement avec la multiplicité serait naturellement expliquée par la dépendance conjointe de la production de deuton.

Cette expérience nous montre donc que, pour des noyaux lourds et les collisions les plus centrales à 400 MeV/u, le projectile se trouve totalement arrêté dans la cible, les conditions d'un équilibre thermique étant pratiquement atteintes. Par contre les données sélectionnées en multiplicité sont encore insuffisantes pour établir de façon certaine les effets de compression de la matière nucléaire.

Ces discussions sur des résultats de la boule de plastique du groupe GSI-LBL, comme d'ailleurs d'autres que nous avons présentés auparavant (corrélations p-p), montrent bien l'intérêt des détecteurs "4 $\pi$ ", ne serait-ce que pour effectuer une simple sélection en multiplicité des données. Cette dernière donne une nouvelle dimension aux problèmes posés, ce qui enrichit considérablement la finesse des analyses. Par ailleurs, la dernière expérience que nous venons de décrire fait appel, pour la première fois, à l'information complète fournie par le détecteur. Le calcul du rapport d'isotropie exige en effet la connaissance des impulsions de toutes les particules observées dans l'événement. C'est à cette classe générale de variables globales que nous allons maintenant nous intéresser.

III.4. Variables globales

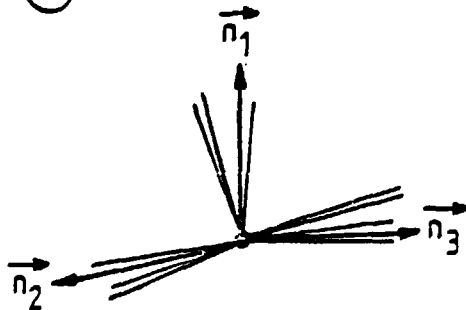
III.4.1. Quelques définitions

Dans l'introduction de cette troisième partie nous avons déjà évoqué le problème de base posé par l'analyse des données, à savoir : comment peut-on caractériser de façon utilisable un événement à plusieurs dizaines de particules dont on connaît individuellement la nature  $X$  et l'impulsion  $\vec{p}_x$ . Après nous avoir fourni certaines techniques de détection multi-particules, comme les chambres à projection temporelle, il n'est en fait pas très surprenant, détection et analyse des données allant de pair, que la physique des particules élémentaires nous amène aussi quelques éléments de réponse à notre problème. Le premier concept que l'on peut ainsi introduire est celui des variables de jets. Elles sont bien adaptées à la situation où les différentes particules peuvent être classées en plusieurs catégories de direction bien définie (jets). Sur la figure 49, on trouvera la définition

① "THRUST" = 
$$\max_{\vec{n}} \frac{\sum_i |\vec{p}_i \cdot \vec{n}|}{\sum_i |\vec{p}_i|}$$



② "TRIPPLICITY" = 
$$\max_{\vec{n}_1, \vec{n}_2, \vec{n}_3} \frac{(\sum_1 \vec{n}_1 \cdot \vec{p} + \sum_2 \vec{n}_2 \cdot \vec{p} + \sum_3 \vec{n}_3 \cdot \vec{p})}{\sum |\vec{p}|}$$



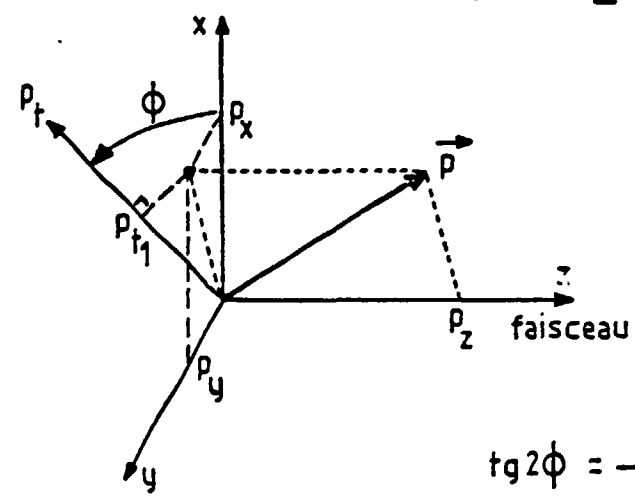
avec  $p_i$  appartient à la classe  $\sum_j$   
si  $\vec{n}_j \cdot \vec{p}_i$  est le plus grand.

Fig. 49 Définition des variables globales de jets 1) "thrust" deux jets dos à dos .2) "triplicity" - trois jets

des variables de poussée ou estoc ("thrust" - deux jets à dos) et de triplicité (trois jets). La généralisation à un nombre quelconque de jets est triviale mais n'a de sens qu'autant que ces différents jets soient bien isolés les uns des autres. Malheureusement, ce type de classification n'est pas d'un grand secours pour les collisions d'ions lourds où l'on vient de voir au contraire que la distribution des particules était plutôt isotrope. Seule le "thrust", qui permet aussi de caractériser la direction d'allongement de la distribution d'impulsions a été considérée dans quelques cas<sup>117</sup>. Cependant, cette définition n'est pas analytique. Elle implique donc, événement par événement, une pénible recherche d'extrémum ; son emploi tend donc à être abandonné.

Une définition globale plus intéressante concerne non pas l'émission de particules dans des directions privilégiées (jets) mais dans un plan bien défini. On pense tout de suite au plan de réaction pour les paramètres d'impact non nuls. Une variable permettant de quantifier cette caractéristique ("planarity") est illustrée sur la figure 50. Soient  $\{P_x, P_y\} \equiv \vec{P}_t$  les projections

$$\text{PLANARITE} = \max_{\phi} \frac{\sum p_{t1}^2 - \sum p_{t2}^2}{\sum p_t^2}$$



$$\text{tg } 2\phi = \frac{2 \sum p_x p_y}{\sum p_x^2 - \sum p_y^2}$$

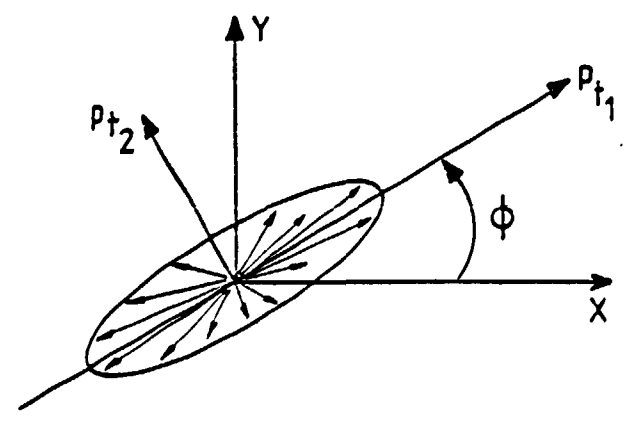


Fig. 50 Définition de la planarité : le diagramme du haut donne les composantes d'un vecteur impulsion  $\vec{p}$  et sa projection  $p_{t1}$  sur un axe tourné d'un angle  $\phi$  dans le plan transverse. Le diagramme du bas illustre la recherche du maximum par rapport à  $\phi$ , qui est donné par la formule indiquée.



transverses de l'impulsion  $\vec{p}$  d'une particule. Dans une rotation d'angle  $\phi$  (azimut) du système de coordonnées transverses, ces projections deviennent  $\{P_{t_1}, P_{t_2}\}$ . La planarité est définie par la valeur maximum par rapport à  $\phi$  de la quantité :

$$\text{Planarité} = \max_{\phi} \frac{\sum_i P_{t_1}^2 - \sum_i P_{t_2}^2}{\sum_i P_t^2} \quad (63)$$

où la somme est effectuée sur toutes les particules (i) d'un même événement.

Bien clairement, si toutes les particules sont émises dans un même plan passant par l'axe du faisceau (azimut  $\phi_0$ ), le maximum de l'équation (63) aura lieu pour  $\phi = \phi_0$  et la planarité sera égale à l'unité. A l'inverse une distribution "isotrope" dans le plan transverse donnera une planarité nulle avec un angle  $\phi$  indéterminé. En fait, le problème défini par l'équation (63) est l'analogue d'un problème élémentaire d'axes principaux d'inertie d'un système mécanique à deux dimensions (extrémum de la somme des carrés des distances des "vecteurs impulsion" à l'axe considéré). L'angle  $\phi$  est simplement relié aux différents moments de la distribution d'impulsion transverse par :

$$\text{tg } 2\phi = \frac{2\sum_i P_x P_y}{\sum_i P_x^2 - \sum_i P_y^2} \quad (64)$$

L'analogie avec un système mécanique nous guide naturellement vers une généralisation de cette notion lorsque l'on abandonne la contrainte a priori d'un plan privilégié passant par l'axe du faisceau. On définit ainsi le tenseur de sphéricité :

$$T_{ij} = \sum_v \omega_v P_i^{(v)} P_j^{(v)} \quad (65)$$

où  $P_i$  et  $P_j$  représentent deux des composantes d'impulsion ( $P_x, P_y, P_z$ ) pour la particule  $v$  appartenant à un événement donné.

et  $\omega_v$ , un poids associé à chaque type de particule (en termes de moment d'inertie  $\omega_v$  serait une masse située au point de l'espace des impulsions caractérisé par le vecteur  $\vec{P}^{(v)}$ ).

La diagonalisation de ce tenseur symétrique et défini-positif (recherche des axes principaux) donne trois vecteurs propres orthogonaux de longueur  $0 < f_1 < f_2 < f_3$  et dont l'orientation peut être caractérisée par les angles d'Euler  $\theta, \phi, \psi$  comme indiqué sur la figure 51. De façon imagée, la diagonalisation revient à représenter la distribution des vecteurs impulsions (des particules d'un même événement) par un ellipsoïde de demi-axes  $f_1, f_2, f_3$  orienté par la séquence de rotation  $(\phi_{Oz}, \psi_{Oy_1}, \theta_{Oz_2})$

Bien entendu, comme cela est schématisé sur la figure 52 les axes principaux dépendent du système de référence. Il est clair que nous cherchons ici à caractériser la distribution d'impulsions des particules dans le référentiel du système émetteur. Les calculs (éq.(65) s'entendent donc par

rapport à des moments centrés où le mouvement du centre de masse a été éliminé.

Finalement, il nous faut considérer les poids  $\omega_v$  que nous avons introduits dans l'expression du tenseur de sphéricité. Compte tenu du succès du modèle de coalescence, il est naturel de choisir les  $\omega_v$  de telle façon que la contribution d'un groupe de particules (de vitesses voisines) à ce tenseur de sphéricité ne dépende pas du fait que ces dernières soient détectées indépendamment ou sous forme d'un cluster. On parle alors d'invariance par coalescence. Les deux définitions suivantes, qui respectent ce critère, sont couramment utilisées :

$$(i) \quad \omega_v = \frac{1}{m_v} \quad (66)$$

on dit alors du tenseur qu'il décrit le flux d'énergie sa trace vaut :

$$\text{tr}(T_{ij}) = \sum_v \frac{p_v^2}{2m_v} \quad (66-1)$$

$$(ii) \quad \omega_v = \frac{1}{|p_v|} \quad (67)$$

flux d'impulsion

$$\text{tr}(T_{ij}) = \sum_v |p_v| \quad (67-1)$$

Nous avons ainsi défini six variables globales : trois angles pour l'orientation et trois valeurs propres ( $f_1, f_2, f_3$ ) pour caractériser la forme de la distribution d'impulsions. Ces six quantités doivent être

déterminées événement par événement sur un nombre relativement limité de particules mesurées. On peut se douter, particulièrement pour les faibles multiplicités, de l'importance des fluctuations. Ce problème a été analysé en détail par Danielewicz et Gyulassy<sup>13</sup>. Partant d'une distribution théorique (ensemble gaussien) pour la distribution d'impulsion à une particule :

$$\mathcal{P}(\vec{p}) = (2\pi f_1 f_2 f_3)^{-1/2} \exp\left[-\frac{1}{2} \left(\frac{p_1^2}{f_1} + \frac{p_2^2}{f_2} + \frac{p_3^2}{f_3}\right)\right] \quad (68)$$

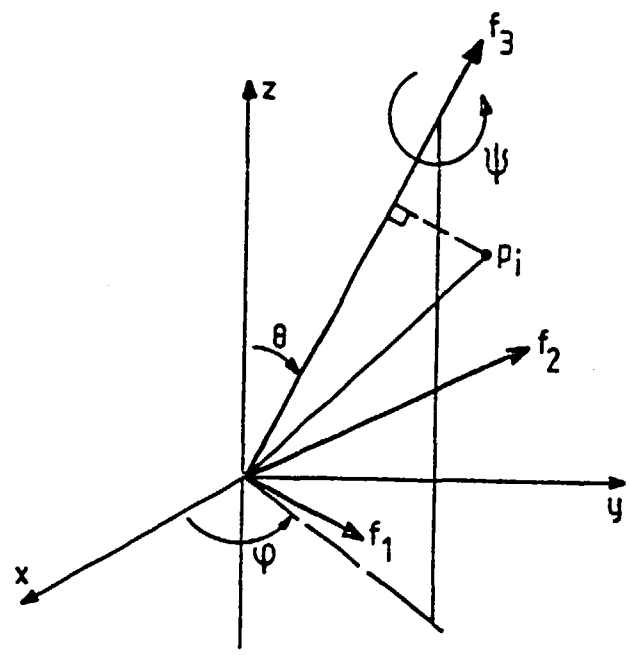


Fig. 51 Axes propres d'un tenseur symétrique défini positif. La transformation qui permet de passer du système d'axes  $\vec{o}x, \vec{o}y, \vec{o}z$  au système  $f_1, f_2, f_3$  est une succession de trois rotations caractérisées par les angles d'Euler ( $\phi^{(1)}$  autour de  $\vec{o}z, \theta^{(2)}$  autour de  $\vec{o}y^{(1)}, \psi^{(3)}$  autour de  $\vec{o}z^{(2)}$ ).

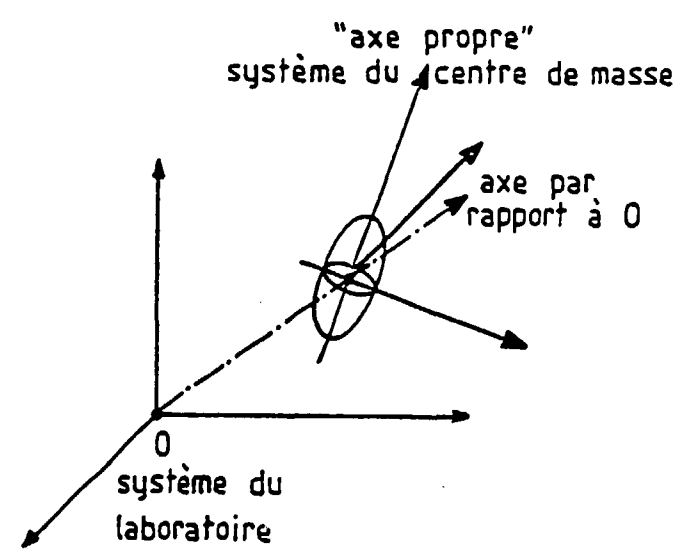


Fig. 52 Illustration indiquant l'influence du système de référence sur un calcul de moment d'inertie

où  $P_1, P_2, P_3$  sont les trois composantes d'impulsion dans le système d'axes propres dont l'orientation est fixée à l'avance

$$\vec{P} = P_1 \vec{i}_1 + P_2 \vec{i}_2 + P_3 \vec{i}_3$$

$$\vec{i}_1 \begin{vmatrix} \cos \theta \cos \phi \cos \psi - \sin \theta \sin \phi \\ \cos \theta \sin \phi \cos \psi + \cos \theta \sin \psi \\ - \sin \theta \cos \psi \end{vmatrix} \quad \vec{i}_3 \begin{vmatrix} \sin \theta \cos \phi \\ \sin \theta \sin \phi \\ \cos \theta \end{vmatrix} \quad \vec{i}_2 = \vec{i}_3 \times \vec{i}_1$$

On construit aisément la distribution à M particules (M = multiplicité). On peut alors étudier, pour cette distribution théorique initiale, les fluctuations, associées au nombre fini des particules, des éléments du tenseur de sphéricité et/ou de ses valeurs propres et vecteurs propres. De façon plus concrète, quelques résultats de Danielewicz et Gyulassy obtenus par simulation (type Monte-Carlo à partir de l'équation (68) sont reportés sur la figure 53. La distribution théorique initiale correspond à un "cigare" allongé dans la direction du faisceau ( $f_1 = f_2 < f_3$  et angle de flot  $\theta = 0$ ). Les résultats portent sur la valeur moyenne  $\langle f_3/f_1 \rangle$  et l'angle moyen  $\langle \theta \rangle$  obtenus après diagonalisation du tenseur de sphéricité construit par tirage au hasard de M vecteurs impulsions.

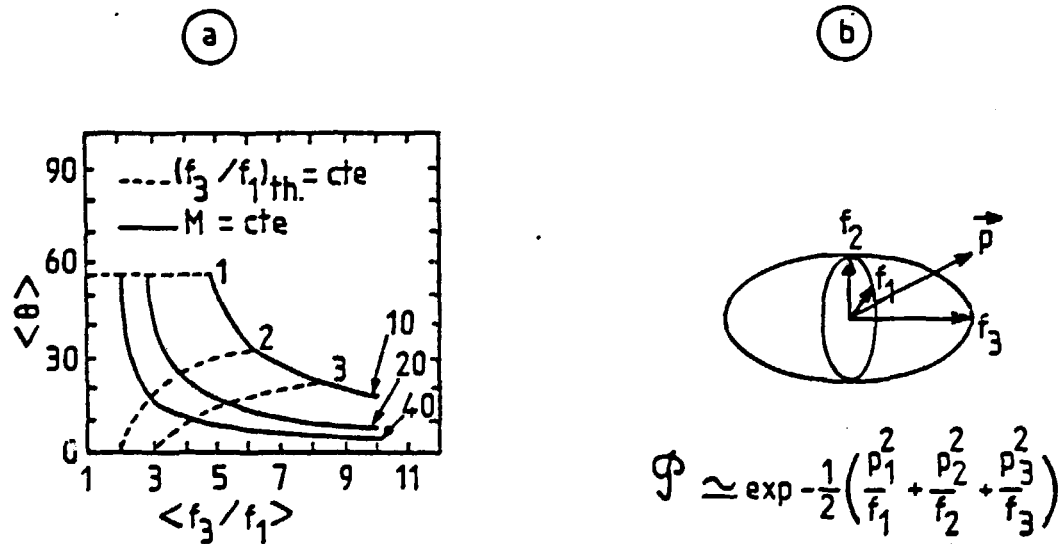


Fig. 53 Influence de nombre fini de particules, caractérisé par la multiplicité M, sur les résultats de la diagonalisation du tenseur de sphéricité correspond à une distribution théorique fixée. Les conditions initiales sont expliquées dans le texte

Les courbes en traits pleins correspondent à une multiplicité M fixée et les lignes en pointillés relient les points aux mêmes valeurs théoriques de départ  $f_3/f_1$ . Deux exemples particuliers soulignent bien l'importance des distorsions associées à la multiplicité :

- 1) Pour une distribution initiale sphérique  $f_1 = f_2 = f_3$ , l'angle moyen de flot  $\langle \theta \rangle$  est d'environ  $57^\circ$  (on est parti de  $\theta_{théorique} = 0^\circ$ ) quelque soit la multiplicité M. Ceci provient simplement du fait que le choix d'un nombre fini de particules introduit systématiquement une direction privilégiée dans

l'espace et que pour une distribution initiale isotrope, cette direction est quelconque, d'où :  
 $\langle \theta \rangle = \frac{1}{2} \int \theta \sin \theta \, d\theta = 1$  radian. Il en ressort qu'une mesure de l'angle de flot ( $\theta$ ) pour une distribution proche de l'isotropie est particulièrement incertaine.

2) Pour une distribution en "cigare" nettement allongée  $f_3/f_1$  (théorique) = 3, on obtient respectivement :

$$M = 10 \rightarrow \langle \theta \rangle \sim 25^\circ \quad \text{et} \quad \langle f_3/f_1 \rangle \sim 8 !$$

et

$$M = 40 \rightarrow \langle \theta \rangle \sim 10^\circ \quad \text{et} \quad \langle f_3/f_1 \rangle \sim 4$$

autrement dit, même pour des multiplicités importantes les valeurs moyennes qui caractérisent les distributions "expérimentales" sont nettement biaisées par rapport aux valeurs théoriques initiales.

Pratiquement, cette analyse indique que non seulement le nombre fini de particules introduit des fluctuations, attendues, sur les résultats de la diagonalisation du tenseur de sphéricité mais que les valeurs moyennes (sur un grand nombre d'événements) de ces mêmes résultats peuvent être sérieusement perturbées par rapport aux hypothèses théoriques de départ. Danielewicz et Gyulassy ont montré que l'origine de ces distorsions se trouve dans le jacobien de la transformation qui relie les six paramètres de diagonalisation ( $f_1, f_2, f_3, \theta, \phi, \psi$ ) aux six éléments indépendants du tenseur de sphéricité ( $T_{xx}, T_{yy}, T_{zz}, T_{xy}, T_{xz}, T_{yz}$ ). Sans rentrer dans les détails, pour lesquels nous renvoyons le lecteur à la publication originale<sup>118</sup>, nous ne retiendrons ici que ce qui concerne la direction d'écoulement préférentiel caractérisée par l'angle de flot  $\theta$  : il faut se garder d'étudier expérimentalement la distribution de l'angle  $\theta$ , soit  $\frac{dN(\theta)}{d\theta}$ , mais corriger du jacobien ci-dessus qui introduit la pondération  $1/\sin\theta$ , soit :

$$\frac{1}{\sin\theta} \frac{dN(\theta)}{d\theta} = \frac{dN(\theta)}{d\cos\theta} \quad (69)$$

où  $N(\theta)$  est le nombre d'événements dans une expérience, qui conduisent par diagonalisation du tenseur de sphéricité (eq.66) à l'angle de flot  $\theta$ .

Revenant aux comparaisons des calculs du type hydrodynamique et cascades intra-nucléaires, présentées sur la figure 36, on voit bien le rôle particulier que peut jouer l'angle de flot  $\theta$  dans l'analyse des données. Il est en effet assez apparent que la description hydrodynamique produit un transfert important d'impulsion dans la direction transverse, d'où un phénomène d'écoulement caractéristique sur le côté ("side-splash") qui ne se retrouve pas (ou peu) dans le calcul des cascades. C'est cette signature particulière qui a fait l'objet d'une recherche expérimentale approfondie présentée dans ce qui suit.

III.4.2. Résultats expérimentaux sur l'angle de flot

Les premiers résultats sur ce sujet, publiés il y a déjà un an par Gustafsson et al.<sup>49</sup>, concernent des mesures effectuées sur les systèmes Ca + Ca et Nb + Nb à 400 MeV/u par le groupe boule de plastique, GSI-LBL. L'analyse des données a été faite en utilisant le tenseur du type flux d'énergie ( $\omega_v = 1/m_v$ ). Les résultats sur la distribution de l'angle de flot  $\theta$  pour différentes tranches en multiplicité totale  $M_c$  sont présentés sur la figure 54. A noter que les multiplicités reportées sur la figure correspondent au cas Nb + Nb, les valeurs pour Ca + Ca étant la moitié de celles indiquées. Alors que pour le système Ca + Ca la distribution pique toujours à 0° (sauf peut-être pour la tranche à  $M_c(\text{Ca} + \text{Ca}) > 25$ ), on voit clairement apparaître sur le système Nb + Nb un angle de flot non nul qui croît avec la multiplicité. La comparaison directe de ces résultats

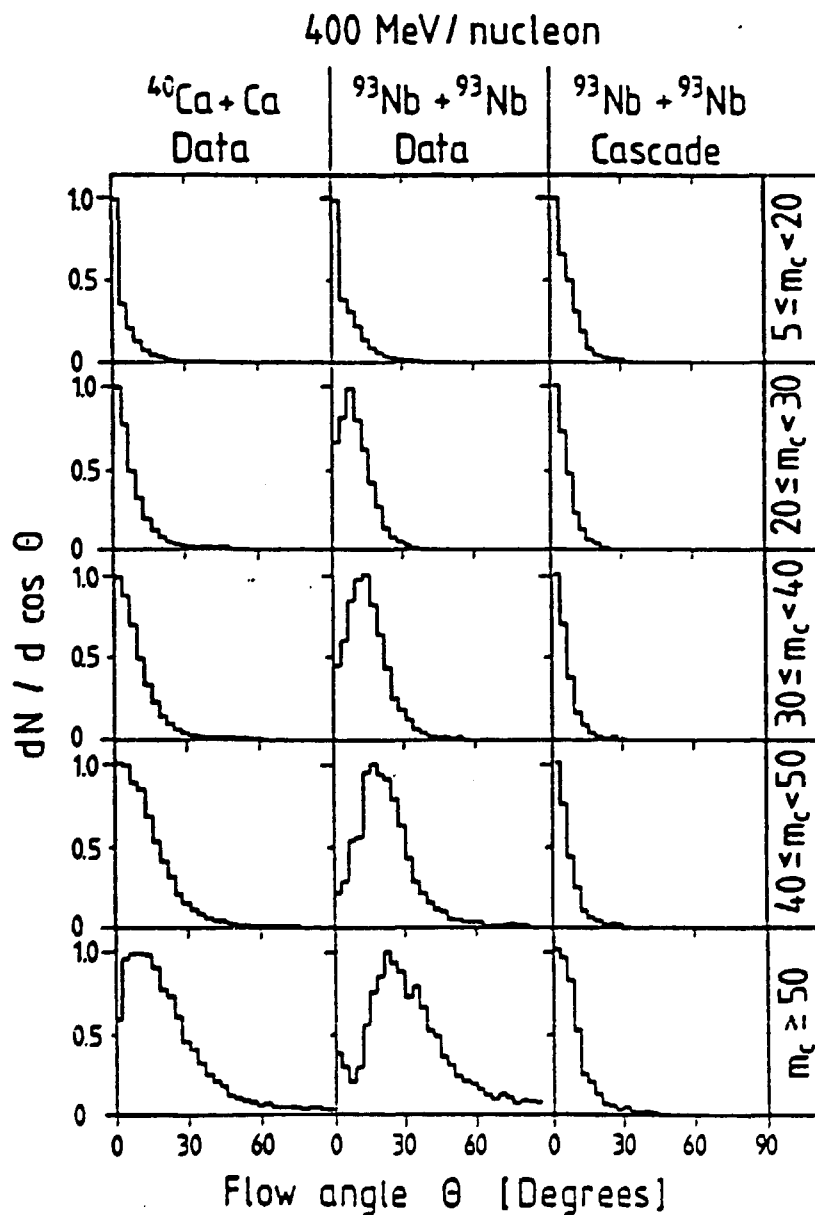


Fig. 54 Résultats obtenus avec la boule de plastique sur la distribution de l'angle de flot pour différentes sélections en multiplicité. Les données expérimentales et la comparaison au calcul de cascades intra-nucléaires sont commentées dans le texte. Data réf.<sup>119</sup>.

avec des prédictions théoriques pose de sérieux problèmes. Il faut en effet tenir compte des limites de détection de la boule de plastique. Pratiquement ceci ne peut être réalisé que si les modèles permettant de simuler complètement les événements à  $N$  particules qui, après application d'un filtre de détection pourront ainsi être analysés de la même façon que les événements de l'expérience. Cette procédure a été appliquée aux calculs de cascades intra-nucléaires de Yariv et Fraenkel. Les résultats sont reportés dans la partie de droite de la figure 54 pour comparaison avec l'expérience. A ce sujet, il est important de souligner que, la production de particules composites n'étant pas incluse dans le modèle de cascades, il était essentiel de faire une analyse qui soit invariante par coalescence. Il reste une légère indétermination concernant l'utilisation du filtre de détection qui dépend quelque peu de la nature des particules, mais il est évident que le modèle de cascades ci-dessus ne permet pas de reproduire les données expérimentales.

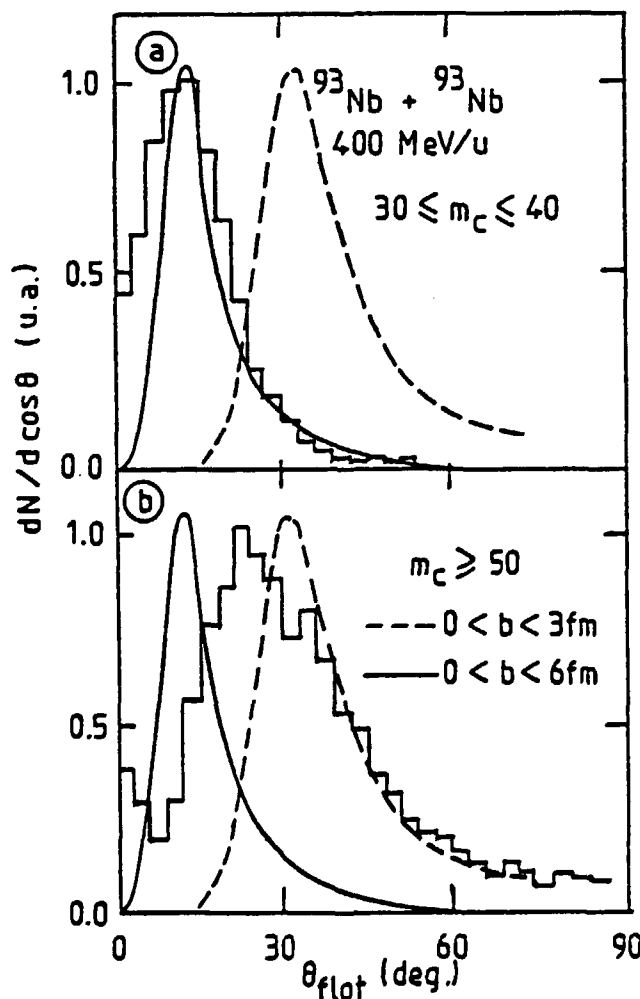


Fig. 55 Comparaison du modèle hydrodynamique<sup>120</sup> aux résultats expérimentaux sur l'angle de flot.  
 a) l'histogramme correspond aux données expérimentales système, Nb + Nb, la tranche en multiplicité est donnée dans la figure. Les deux courbes continues représentent les résultats du calcul hydrodynamique pour deux sélections en paramètre d'impact.  
 b) idem pour  $M_c > 50$ .

La comparaison au modèle hydrodynamique présente des difficultés supplémentaires. Ce type de calcul donne en effet la limite, à un nombre infini de particules, de la distribution d'impulsion. Il faut donc en premier lieu établir une correspondance entre multiplicité et paramètre d'impact,  $b$  (par exemple via la mesure des sections efficaces) puis échantillonner la distribution d'impulsion à  $b$  fixé en utilisant la multiplicité associée. On génère ainsi par une méthode de Monté-Carlo des événements à  $N$  particules auxquels on peut appliquer la même procédure que précédemment (filtre expérimental, puis analyse du tenseur de flux d'énergie). Les résultats obtenus de cette façon par G. Buchwald et al.<sup>120</sup> sont comparés aux données expérimentales dans la figure 55. Les estimations de multiplicité associées à  $b = 0$  et  $b = 6$  fm sont respectivement  $M = 35$  et  $M = 46$  (les fluctuations autour de ces valeurs n'ont pas été prises en compte). La comparaison aux deux dernières tranches en multiplicité des résultats de Gustafsson et al. semble donc justifiée.

Sans avoir un accord quantitatif parfait, il est clair que ce calcul de type hydrodynamique prédit raisonnablement la distribution expérimentale d'angle de flot et son évolution avec la multiplicité.

On est donc tenté de conclure que ces expériences montrent enfin une signature claire d'un écoulement collectif favorisant une description hydrodynamique de la collision. Reste alors à étudier la sensibilité des calculs au choix de l'équation d'état. Malheureusement, il semble que les prédictions concernant l'angle de flot<sup>121</sup>, à une exception près<sup>122</sup> dépendent fort peu de ce choix. Il ne semble donc pas que ce type de résultats puisse nous renseigner sur la compressibilité de la matière nucléaire à haute densité. De plus, il n'est même pas clair que les calculs de type cascades intra-nucléaires soient inaptes à reproduire les résultats expérimentaux. Si tel est bien le cas pour le code de Yariv et Fraenkel, les résultats de Cugnon et L'Hôte<sup>123</sup> présentés sur la figure 56 se comparent très favorablement à l'expérience. Cette différence manifeste des prédictions entre deux

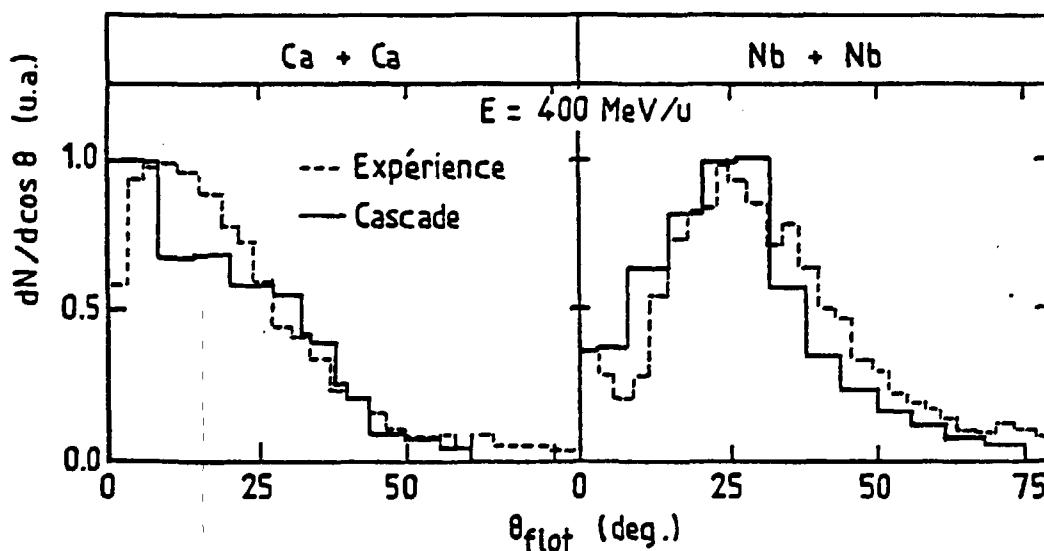


Fig. 56 Comparaison des calculs intra-nucléaires de Cugnon et L'Hôte<sup>123</sup> aux résultats de la boule de plastique<sup>119</sup> pour les grandes multiplicités  $M_c(Nb + Nb) > 50$  et  $M_c(Ca + Ca) > 25$ .

calculs de cascades n'est toujours pas comprise. Les critères de séparation entre nucléons participants et spectateurs qui influent sur la correspondance entre multiplicité et paramètre d'impact jouent sans doute un rôle dans cette affaire. Stöcker et al.<sup>124</sup>) ont aussi indiqué que les effets de champ moyen nucléaire, quand ils sont pris en compte, réduisent considérablement l'angle de flot qui ressort du code Cugnon. Cependant l'argument strictement inverse est utilisé par Kitazoe et al.<sup>125</sup> pour expliquer le succès de leur propre code de cascades qui donne une description presque parfaite des résultats de la boule plastique. Le moins que l'on puisse dire est que la situation des codes de cascades n'est pas claire. Ces modèles dont on pouvait penser qu'ils représentaient un calcul de référence aux règles du jeu simples et bien établies ont en fait évolué de telle façon qu'il est difficile de savoir à quelle équation d'état ils correspondent. L'idée initiale d'une équation type gaz de nucléons sans énergie de compression (autre que cinétique) devient certainement incorrecte

lorsque les effets de champ moyen nucléaire, du principe de Pauli ou de réflexion/réfraction à la surface des noyaux sont pris en compte. Il n'est donc peut-être pas si surprenant d'observer une certaine convergence de prédiction entre ces calculs dans leur version la plus raffinée (type Kitazoe et al.) et le modèle hydrodynamique.

En attendant de nouveaux développements théoriques qui permettront de clarifier la situation, les études expérimentales se sont poursuivies sur des systèmes plus lourds et à des énergies différentes. Les résultats de la boule de plastique sur la distribution de l'angle de flot à 400 MeV/u (Ca + Ca et Nb + Nb), 650 MeV/u (Nb + Nb et Au + Au) et 800 MeV/u (Au + Au) sont reportés sur la figure 57. Deux conclusions expérimentales ressortent clairement de ces données :

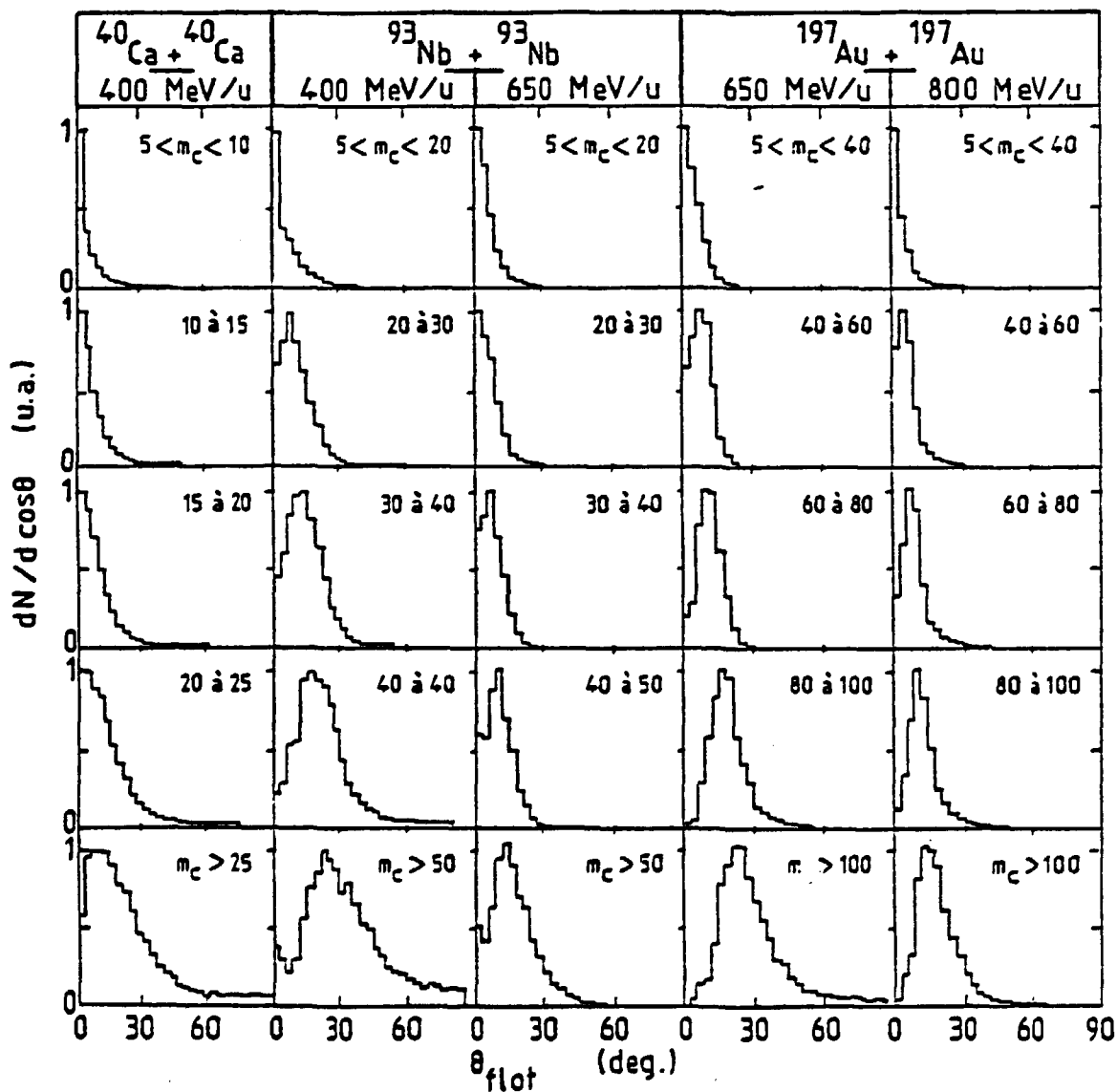


Fig. 57 Résultats de la boule de plastique sur la distribution de l'angle de flot pour différents systèmes (Ca + Ca, Nb + Nb et Au + Au) et plusieurs énergies 400, 650 et 800 MeV/u. Les multiplicités associées à chaque distribution sont représentées sur la figure. Data réf.<sup>129</sup>

- 1) à une énergie donnée l'angle de flot croît avec la masse du système et bien sûr avec la multiplicité.



2) l'angle de flot décroît avec l'énergie

Finalement nous citerons pour être complets les résultats sur le système asymétrique Ar + Pb à 800 MeV/u obtenus avec la chambre à dards du LBL (réf.<sup>126</sup>). Les données analysées à l'aide du tenseur flux d'impulsion ( $\omega_y = 1/|\vec{P}_y|$ ) montrent également un angle de flot bien marqué pour les paramètres d'impact intermédiaires ( $3 < b < 5,5$  fm) ; par contre la distribution est quasiment plate (isotrope) pour les collisions les plus centrales ( $0 < b < 3$  fm). Qualitativement ce nouveau comportement est effectivement prédit par un calcul hydrodynamique et serait donc lié à la nature asymétrique de la collision.

Indépendamment de toute interprétation théorique quantitative, l'ensemble de ces résultats sur l'angle de flot nous amène à une conclusion essentielle du point de vue expérimental. La direction d'écoulement qui ressort de l'analyse du tenseur de sphéricité nous permet de définir un plan privilégié pour la collision (défini par cette direction d'écoulement et la direction du faisceau). On peut alors envisager d'étudier la distribution d'impulsion par rapport à ce plan en effectuant événement par événement la rotation appropriée. Une telle procédure a été utilisée par Gustafsson et al.<sup>116</sup> pour construire la distribution projetée dans ce plan de référence. Quelques résultats sont présentés sur la figure 58. En l'absence de coupure cinématique (efficacité de détection), les distributions devraient bien clairement être symétriques par rapport à l'origine ( $y_{c.m.} = 0, p_x/m = 0$ ). Cependant, les résidus de la cible et plus généralement les particules d'énergie trop faible dans le laboratoire ne sont pas détectées ; ceci produit l'asymétrie considérable, avant-arrière, observée dans la pratique.

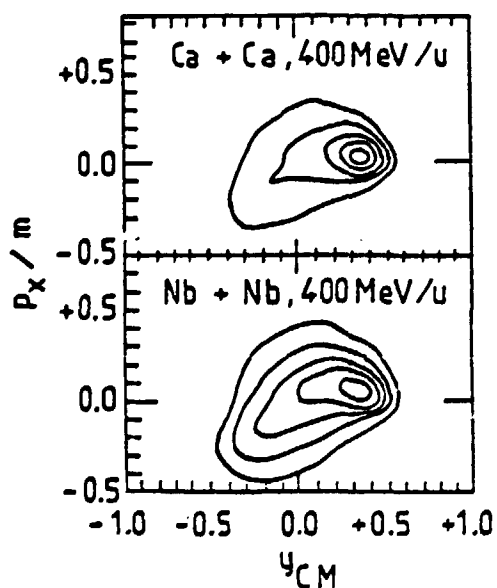


Fig. 58 Distribution d'impulsion projetée sur le plan défini par la direction du flot (analyse du tenseur de sphéricité) et l'axe du faisceau. Data réf.<sup>116</sup>.

Sur cette représentation des données, l'angle moyen de flot apparaît comme la direction d'allongement de la distribution. On conçoit donc aisément que ce type d'information soit très fortement perturbé par les limites du système de détection. De fait, la coupure expérimentale au voisinage de la rapidité de la cible ( $y_{c.m.} = -0,4$ ) accroît sensiblement la valeur de l'angle de flot par rapport à une mesure non-biaisée. On se rend compte à quel point il est essentiel de prendre en compte de façon suffisamment précise le filtre de détection dans toute comparaison des résultats à un modèle théorique donné.

Nous remarquerons aussi le rôle évident que doit jouer le pic de la distribution projetée (associée aux

résidus du projectile) dans toute analyse en régression linéaire (direction d'allongement de la distribution). Pratiquement il semble que la position de ce pic varie peu avec la multiplicité et que donc la variation expérimentale de l'angle de flot avec cette même multiplicité soit donc bien une propriété des particules de rapidité intermédiaire (participants). De façon plus précise, les résidus du projectile apparaissent à une rapidité légèrement inférieure à celle du faisceau incident et une impulsion transverse non nulle  $p_x/m \sim 50 \text{ MeV}/c$ . Ceci indique à la fois un phénomène de ralentissement dans la cible et une déflexion sur le côté ("bounce-off"). Ce résultat est contraire aux calculs de Yariv et Fraenkel qui donnent une impulsion transférée  $p_x/m \sim 0$  pour les résidus du projectile. Quant au modèle hydrodynamique, il prédit bien l'effet de rebond attendu, mais ce dernier augmente avec la centralité de la collision contrairement aux indications expérimentales.

Finalement, il ressort de cette discussion que l'étude détaillée des distributions d'impulsion projetées semble beaucoup plus riche d'enseignement que la simple mesure des distributions d'angle de flot. Il reste à montrer que le plan de référence est bien défini du point de vue expérimental. C'est à cet aspect du problème que nous allons maintenant nous intéresser.

#### III.4.3. Analyse en impulsions transverses : plan de réaction

Les résultats que nous venons de présenter sur l'angle de flot dans les collisions centrales noyau-noyau reposent fondamentalement sur l'étude du tenseur de sphéricité. Rappelons la définition (eq. 65) :

$$T_{ij} = \sum_v \omega_v p_i^{(v)} p_j^{(v)}$$

$v$ , indice d'une particule mesurée

$i, j$ , deux des trois composantes ( $\bar{x}, y, z$ )

Nous voudrions maintenant reprendre un commentaire de Danielewicz et Gyulassy<sup>118</sup> concernant les propriétés moyennes (sur un grand nombre d'événements) de ce tenseur. Il est clair que la donnée de la distribution à un seul corps  $f^{(1)}(\vec{p})$  définit complètement le problème. On aura par exemple pour la composante  $T_{xy}$  (on a supposé  $\omega_v = 1$ ) :

$$\langle T_{xy} \rangle = M \langle p_x p_y \rangle \quad (70)$$

où  $M$  est la multiplicité moyenne

et

$$\langle p_x p_y \rangle = \int p_x p_y f^{(1)}(\vec{p}) d^3 p$$

On peut alors se poser la question suivante : Comment se fait-il que les données inclusives dont on est habitué à penser qu'elles caractérisent la distribution à 1 corps, ne suffisent pas à calculer les propriétés moyennes du tenseur de sphéricité ? La réponse est en fait évidente : les

mesures expérimentales inclusives sont moyennées sur l'azimut. Autrement dit, pour connaître la vraie distribution à 1 corps  $f^{(1)}(\vec{p})$ , il faut pouvoir déterminer le plan initial de la collision.

La technique que nous avons implicitement utilisée dans l'étude des distributions projetées (c.f. ci-dessus, fin de la section III.4.2) est la diagonalisation, événement par événement, du tenseur de sphéricité. Par ailleurs, nous avons vu que les fluctuations associées au nombre fini de particules mesurées pouvaient sérieusement affecter le résultat d'un tel calcul. Compte tenu que finalement seule la détermination du plan de réaction est importante dans notre analyse, il se pose alors le problème de savoir si une autre méthode, moins sensible aux fluctuations, ne pourrait pas être envisagée.

De fait, Danielewicz et Odyniec<sup>127</sup> ont proposé une nouvelle technique (analyse en impulsion transverse) qui s'inspire des remarques suivantes :

Pour définir, à  $2\pi$  près, un plan privilégié dans la réaction, une caractéristique utile peut être l'anti-corrélation à  $180^\circ$  entre des particules rapides à l'avant, émises préférentiellement d'un côté donné par rapport au faisceau et les particules à l'arrière émises du côté opposé. Dans cette optique les particules à faible rapidité (dans le centre de masse) n'apportent que peu d'information sur l'orientation du plan de réaction mais contribuent cependant aux fluctuations indésirables. Danielewicz et Odyniec ont donc proposé de les éliminer en définissant le plan de réaction à partir d'un vecteur transverse  $\vec{Q}$  (et bien sûr de l'axe du faisceau) donné par :

$$\vec{Q} = \sum \alpha_v \vec{P}_\perp^{(v)} \quad (71)$$

où  $\vec{P}_\perp^{(v)}$  est l'impulsion transverse d'une particule  $v$

et  $\alpha_v$  un poids tel que :

$$\begin{aligned} \alpha_v &= +1 & \text{si} & \quad y_v > \delta \\ \alpha_v &= 0 & \text{si} & \quad -\delta < y_v < +\delta \\ \alpha_v &= -1 & \text{si} & \quad y_v < -\delta \end{aligned}$$

avec  $y_v$  la rapidité (centre de masse) de la particule considérée

et  $\delta$  un paramètre de coupure judicieusement choisi.

En dehors du fait que l'analyse ne doit pas dépendre de façon critique du paramètre  $\delta$ , ce dernier peut, a priori, sembler quelque peu arbitraire. Nous verrons qu'en fait il existe un critère permettant d'effectuer ce choix. Pour le système Ar + KCl à 1,8 GeV/u étudié par Danielewicz et Odyniec la valeur finalement adoptée est  $\delta \sim 0,3$  ce qui élimine 35 % des fragments détectés.

Maintenant le problème fondamental est de savoir s'il est possible de connaître expérimentalement la précision avec laquelle cette méthode fixe le plan de réaction (défini par son azimut  $\phi$ ). Une idée astucieuse, toujours proposée par Danielewicz et Odyniec consiste à diviser chaque événement à  $N$  particules en deux ensembles aléatoires de  $N/2$  particules chacun. Il est alors possible d'effectuer les calculs (éq. 71) indépendamment pour chacun de ces deux sous-événements et d'étudier la corrélation entre les azimuts des deux plans de réaction ainsi obtenus. Les résultats sont présentés sur la figure 59. La différence des azimuts, fortement piquée à  $0^\circ$  (fig. 59 a), ne laisse pas de doute sur la validité de la méthode expérimentale. Pour comparaison, la procédure ci-dessus a aussi été appliquée au cas où les plans de réactions sont calculés à partir de deux événements initiaux différents (fig. 59 b). La corrélation disparaît alors totalement. Ceci nous assure en outre que le pic de la figure (59 a) ne résulte pas d'un biais expérimental (efficacité dépendant de l'azimut). Enfin, on peut déduire de la largeur de la corrélation ( $\sigma_\phi^{\text{corr}} \sim 110^\circ$ ) sur la figure (59 a), la précision intrinsèque de la mesure du plan de l'azimut du plan de réaction. Pour une multiplicité  $N$  donnée, on attend une dépendance en  $\sqrt{N}$  pour  $\sigma_\phi^{\text{int}}$ . Ceci donne un premier facteur  $\sqrt{2}$  pour la précision intrinsèque de la détermination des plans de réaction des deux demi-événements. Un deuxième facteur  $\sqrt{2}$  provient de la convolution de deux distributions de largeur identique. On en déduit donc :

$$\sigma_\phi^{\text{int}} = \frac{1}{2} \sigma_\phi^{\text{corr}} \sim 55^\circ \quad (72)$$

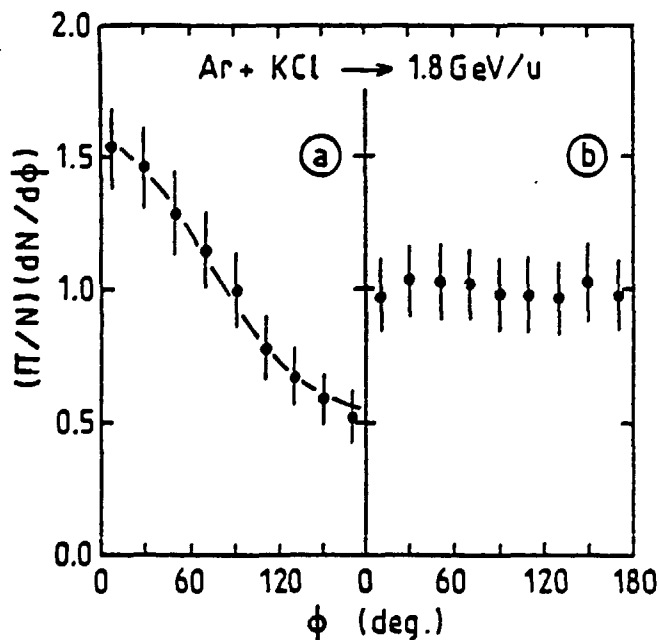


Fig. 59 Distribution de la différence d'azimut ( $\phi$ ) entre les plans de réaction obtenus à partir de deux demi-événements (cf. texte).

a) Les deux demi-événements complémentaires à  $N/2$  particules, proviennent du même événement à  $N$  particules.

b) Les deux demi-événements proviennent d'événements différents.

Data réf. 127.

La précision n'est sans doute pas excellente mais l'important est qu'elle puisse être mesurée. Cette information quantitative permet en effet de corriger les mesures effectuées sur les distributions projetées. Par ailleurs on peut maintenant fixer le paramètre  $\delta$  de telle façon que la largeur  $\sigma_\phi^{\text{int}}$  soit minimum.

Finalement, nous terminerons cette discussion en montrant la puissance de cette nouvelle méthode sur un cas concret. Alors que l'analyse du tenseur de sphéricité n'avait pas permis de mettre en évidence un écoulement de type collectif dans les données de chambre à dards Ar + KCl à

1,8 GeV/u (réf.<sup>128</sup>), Danielewicz et Odyniec ont obtenu avec leur technique une mesure de l'angle de flot,  $\theta \sim 10,2 \pm 0,5^\circ$  et les caractéristiques de la distribution d'impulsion ( $f_1 \sim f_2$  et  $f_3/f_1 \sim 3$ ).

## CONCLUSION

Nous avons bâti cette revue expérimentale en suivant une logique assez naturelle qui va des mesures les plus simples du type inclusif vers les expériences de corrélations multiples avec des détecteurs "4 $\pi$ ". Les deux premières parties (mesures inclusives et corrélations à deux particules) ont déjà fait l'objet d'une première conclusion. A cette occasion nous espérons avoir bien dégagé les raisons théoriques qui ont amené à envisager des expériences de plus en plus complexes. Nous avons ainsi abouti à la description de nouveaux types de détecteurs.

En ce domaine les progrès techniques réalisés en quelques années sont considérables. On retiendra cependant que ces systèmes, dits "4 $\pi$ ", sont bien loin d'être parfaits. Leur capacité d'identification dépend de la cinématique des particules en présence. Il leur est donc associé un filtre expérimental qui doit être pris en considération dans toute comparaison des résultats avec un modèle théorique donné.

Pour ce qui est de ces résultats, les premières analyses avec une simple sélection en multiplicité sont encourageantes, mais elles ne concernent qu'un aspect mineur de l'information contenue dans un événement à N particules. En fait cette information est trop détaillée pour être directement utilisable. Elle doit être réduite et c'est là le rôle des quelques variables globales que nous avons déjà définies.

Nous nous sommes surtout concentrés sur l'une d'entre elles, l'angle de flot, dont on espérait qu'elle permettrait une discrimination aisée entre les deux descriptions extrêmes, modèle hydrodynamique et calculs de cascades intra-nucléaires. Nous avons vu le relatif échec de cette tentative, relatif dans le sens où certaines prédictions apparemment contradictoires devront être expliquées avant de tirer des conclusions définitives.

Une des difficultés majeures dans l'interprétation des résultats provient sans doute de la sensibilité de certaines variables globales (comme l'angle de flot) aux coupures expérimentales des systèmes de détection. Pratiquement, il semble impossible de corriger l'analyse pour tenir compte de ces coupures. On est donc contraint à étendre les modèles théoriques au niveau d'une simulation complète de l'expérience. On a alors une chaîne de calculs particulièrement complexe (modèle théorique + simulation des événements à N particules + filtre expérimental + analyse en variable globale) et il devient extrêmement difficile de savoir qui des paramètres du modèle ou encore des incertitudes sur les caractéristiques du détecteur (filtre) sont finalement responsables de l'accord

(ou du désaccord) entre l'expérience et la simulation.

Pour avoir été trop directement impliqué dans la succession rapide des périodes d'enthousiasme et de découragement qui ont marqué le développement de cette physique exclusive, sans doute avons nous présenté la situation actuelle sous un jour peu favorable. Pour terminer sur une note plus optimiste, nous voudrions finalement insister sur les tous derniers résultats que nous avons discutés. L'existence d'un plan de réaction, que l'on peut déterminer événement par événement avec une incertitude mesurable, nous permet en principe de reconstruire la section efficace différentielle triple  $d^3\sigma/d^3p$ , non moyennée sur l'azimut. En fait, nous disposons ainsi, du moins en dehors des coupures expérimentales, de la distribution à 1 corps  $f^{(1)}(\vec{p})$ , Mais alors que ces coupures biaisent de façon importante l'évaluation des éléments du tenseur de sphéricité (moments de la distribution  $f^{(1)}(\vec{p})$  ce qui rendait hasardeux leur interprétation ultérieure), rien n'empêche maintenant une comparaison relativement directe, entre les prédictions théoriques de la distribution à 1 corps et son évaluation expérimentale. Enfin, le succès de l'analyse en impulsion transverse pour un système léger (Ar + KCl) est très encourageant pour l'étude des systèmes analoges auxquels l'accélérateur Saturne II et l'ensemble de détection Diogène permettent d'accéder. D'ailleurs un résultat préliminaire sur le système Ne + Pb à 400 MeV/u semble montrer que l'on garde une certaine sensibilité au plan de réaction, même pour des multiplicités faibles (~ 15 particules chargées) ; ceci vient à point pour nous conforter dans cet optimisme récent.

#### REFERENCES

##### 1) Articles de revue :

- S. Nagamiya et al., Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 34 (1984) 155 ;  
A. Goldhaber, H. Heckmann, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 28 (1978) 161 ;  
J.R. Mix, Prog. Part. Nucl. Phys. 2 (1979) 237.

##### 2) Modèles théoriques :

- Fireball : G.D. Westfall et al., Phys. Rev. Lett. 37 (1976) 1202.  
Firestreaks : W.D. Myers, Nuc. Phys. A296 (1978) 177.  
Equil-chimique : A.Z. Mekjian, Phys. Rev. C17 (1978) 1051  
Explosion-thermique: J.P. Bondorf et al., Nucl. Phys. A296 (1978) 320 ;  
P.J. Siemens and J.O. Rasmussen, Phys. Rev. Lett. 42 (1979) 880.  
Diffusion N-N : R.L. Hatch and S.E. Koonin, Phys. Lett. 81B (1978) 1 ;  
S.E. Koonin, Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 680.  
Cascades linéaires J. Knoll and J. Randrup, Nucl. Phys. A324 (1979) 445 ;  
et Row + Row : J. Randrup, Phys. Lett., 76B (1978) 547 ;  
J. Hufner and J. Knoll, Nucl. Phys. A29 (1977) 460.

- Phase-space : J. Knoll, Phys. Rev. C20 (1979) 773 ;  
J. Knoll, Nucl. Phys. A343 (1980) 511 ;  
S. Bohrmann, J. Knoll, Nucl. Phys. A356 (1981) 498.
- Cascades : K.K. Gudima and V.D. Toneev, Sov. J. Nucl. Phys. 27, 351 ;  
Y. Yariv and Z. Fraenkel, Phys. Rev. C20 (1979) 2227.  
J. Cugnon, Phys. Rev. C22 (1980) 1385 ;  
Y. Kitazoe et al., Phys. Rev. C29 (1984) 828.
- 3) S. Nagamiya et al., Phys. Rev. C24 (1981) 971.
- 4) S.T. Butler and C.A. Pearson, Phys. Rev. 129 (1963) 836  
A. Schwarzschild and C. Zupancic, Phys. Rev. 129 (1963) 854  
H. Gutbrod et al., Phys. Rev. Lett. 37 (1976) 667.
- 5) A.Z. Mekjian, Phys. Rev. C17 (1978) 1051
- 6) P.J. Siemens and J.I. Kapusta, Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 1486.
- 7) J. Cugnon, Approche théorique des collisions entre ions lourds à haute énergie, Ecole Joliot-Curie de Physique Nucléaire, Bombannes 1985.
- 8) V.I. Komarov et al., Phys. Lett. 80B (1978) 30
- 9) S. Nagamiya et al., Phys. Lett. 81B (1979) 147;  
I. Tanihata et al., Phys. Lett. 97B (1980) 363.
- 10) L.P. Csernai and W. Greiner, Phys. Lett. 99B (1981) 85.  
L.P. Csernai et al., Phys. Rev. C25 (1982) 2482.
- 11) R. Hanbury-Brown and R.Q. Twiss, Nature 178 (1956) 1046.
- 12) G. Goldhaber, S. Goldhaber, W. Lee, A. Pais, Phys. Rev. 120 (1960) 300.
- 13) G.I. Kopylov and M.I. Podgoretzkii, Sov. J. Nucl. Phys. 19 (1974) 215.
- 14) S.E. Koonin, Phys. Lett. 70B (1977) 43 ;  
F.B. Yano and S.E. Koonin, Phys. Lett. 78B (1978) 556.
- 15) S.Y. Fung et al., Phys. Rev. Lett. 41 (1978) 1592.  
J.J. Lu et al., Phys. Rev. Lett. 46 (1981) 898 ;  
D. Beavis et al., Phys. Rev. C27 (1983) 910 ;  
W.A. Zajc et al., Phys. Rev. C29 (1984) 2173.
- 16) Z. Zarbakhsh et al., Phys. Rev. Lett. 36 (1981) 1268 ;  
H.A. Gustafsson et al., Phys. Rev. Lett. 53 (1984) 544.
- 17) H. Wieman et al. Proceedings of the 7th high energy heavy ion study - Darmstadt - GSI  
Report : GSI-85-10 (1985) ;  
J. Pochodzalla et al. Preprint MSU-MSUCL-527-juin 1985.
- 18) R. Stock et al., Phys. Rev. Lett. 49 (1982) 1236 ;  
D. Beavis et al., cf. référence <sup>15</sup>) ;  
R. Brockmann et al., Phys. Rev. Lett. 53 (1984) 2012.
- 19) A. Baden et al., NIM 203 (1982) 189.

- 20) J. Gosset, NIM 196 (1982) 299.
- 21) K.G.R. Doss et al., preprint GSI-85-4
- 22) H.A. Gustafsson et al., Phys. Lett. 142B (1984) 141.
- 23) J. Kapusta and D. Strottman, Phys. Lett. 106B (1981) 33.
- 24) J. Cugnon et al., Phys. Lett. 109B (1982) 167.
- 25) H.A. Gustafsson et al., preprint GSI-84-11.
- 26) J. Cugnon et D. L'Hôte, Phys. Lett. 149B (1984) 35 ;  
Y. Kitazoe et al., Phys. Rev. Lett. 53 (1984) 2000.
- 27) G. Buchwald et al., Phys. Rev. Lett. 52 (1984) 1594.
- 28) P. Danielewicz and G. Odyniec, preprint LBL-18600
- 29) T.D. Lee and G.C. Wick, Phys. Rev. D9 (1974) 2291.  
T.D. Lee, Rev. Mod. Phys. 47 (1975) 267.  
T.D. Lee and M. Margulies, Phys. Rev. D11 (1975) 1591.
- 30) A.B. Migdal, Proc. Int. Conf. Nucl. Struct. Tokyo 1977, J. Phys. Soc. Japan 44 (1978) 755 et  
références incluses.
- 31) cf. par exemple W. Weise, Nucl. Phys. A374 (1982) 505c.
- 32) A. Bohr and B.R. Mottelson, Nuclear Structure, Vol. 1 - p. 138 et suivantes - W.A. Benjamin, Inc  
(1969) N.Y. - Amsterdam.
- 33) D.H. Youngblood et al., Proc. Int. Conf. Nucl. Struct., Tokyo 1977, J. Phys. Soc. Japan 44  
(1978) 197.
- 34) Cf. réf.<sup>32</sup> - vol.2 - page 667.
- 35) A.E. Glassgold et al., Ann Phys. 6 (1959) 1.
- 36) H.G. Baumgart et al., Z. Phys. A273 (1975) 359.
- 37) J. Hofmann et al., Phys. Rev. Lett. 36 (1976) 88.
- 38) Calculs de J.R. Nix et al., dans High Intensity Uranium beams from the Super-hilac and the  
Bevalac - proposal 32 - Berkeley, May 1975.
- 39) G.D. Westfall et al., Phys. Rev. Lett. 37 (1976) 1202 ;  
J. Gosset et al., Phys. Rev. C16 (1977) 629.
- 40) W.D. Myers, Nucl. Phys. A296 (1978) 177.
- 41) J. Hüfner, Proc. 4th. high energy heavy ion summer study, Berkeley 1978, rapport LBL 7766, p.  
135.
- 42) S. Nagamiya, Nucl. Phys. A335 (1980) 517.
- 43) P.J. Lindstrom et al., preprint LBL 3650 (1975).
- 44) S. Nagamiya, 5th high energy heavy ion study - Berkeley 81 - rapport LBL 12652 - p.141.
- 45) J. Gosset, J. Kapusta et G.D. Westfall, Phys. Rev. C18 (1978) 844.
- 46) J.P. Bondorf et al., Nucl. Phys. A296 (1978) 320.
- 47) P.J. Siemens and J.O. Rasmussen, Phys. Rev. Lett. 42 (1979) 880.
- 48) Cf. réf.<sup>2</sup> (cascades).



- 49) J. Knoll and J. Randrup, Nucl. Phys. A324 (1979) 445.
- 50) J. Cugnon et al., Nucl. Phys. A360 (1981) 444.
- 51) Cf. réf.<sup>2</sup> (phase-space).
- 52) S. Nagamiya, J. Randrup and T.J. Symons cf. réf.<sup>1</sup>. Les données sont de S. Schnetzer et al. Phys. Rev. Lett. 49 (1982) 989.
- 53) S. Nagamiya, Phys. Rev. Lett. 49 (1982) 1383.
- 54) A.Z. Mekjian, cf. réf.<sup>2</sup> (Equil-chim) - sect. III.F p. 1063.
- 55) R. Brockmann et al., Phys. Rev. Lett. 53 (1984) 2012.
- 56) Y. Miake et al., Proc. 7th High energy heavy ion study - GSI - DARMSTADT - rapport GSI-85-10 (1985).
- 57) H. Gutbrod et al., Phys. Rev. Lett. 37 (1976) 667 ;  
J. Gosset et al., Phys. Rev. C16 (1977) 629 ;  
M.C. Lemaire et al., Phys. Lett. 102B (1981) 121.
- 58) A.Z. Mekjian - cf. réf.<sup>2</sup> - (Equil-chim) - sect. III-B - p. 1057.
- 59) H. Sato and K. Yazaki, Phys. Lett. 98B (1981) 153.
- 60) Données de la référence<sup>45</sup> (J. Gosset et al.) analysées par A.Z. Mekjian et al. réf.<sup>54</sup>.
- 61) Valeur extraite des données de S. Nagamiya et al., réf.<sup>44</sup>. Un facteur multiplicatif  $\sqrt{3/5}$  a été introduit pour tenir compte de la comparaison entre source gaussienne et sphère à bord franc (cf. aussi réf.<sup>58</sup>).
- 62) J. Cugnon, cf. réf. <sup>7</sup>.
- 63) P.J. Siemens and J.I. Kapusta, Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 1487.
- 64) C.F. Bertsch, Nucl. Phys. A400 (1983) 221c.
- 65) K. Stöcker et al., Nucl. Phys. A400 (1983) 63c.  
Voir aussi G. Fai and J. Randrup, Nucl. Phys. A381 (1981) 557.
- 66) G. Fai and J. Randrup, 5th high energy heavy ion study Berkeley 1981 - Rapport LBL 12652 - p.226.
- 67) Une discussion concernant ces valeurs se trouve dans la référence <sup>54</sup>) (A.Z. Mekjian) p. 1059.
- 68) Cf. réf.<sup>2</sup> (phase-space) ;  
Voir aussi : A.H. Blin, S. Bohrmann and J. Knoll, Z. Phys. A306 (1982) 177.
- 69) R.L. Hatch and S.E. Koonin, Phys. Lett. 81B (1979) 1.
- 70) T. Fujita, Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 174.
- 71) R.D. Amado and P.W. Woloshyn, Phys. Rev. Lett. 36 (1976) 1435.
- 72) V.I. Komarov et al., Phys. Lett. 80B (1979) 30.
- 73) J.Knoll, Phys. Rev. C20 (1979) 773.
- 74) S. Nagamiya et al., Phys. Lett. 81B (1979) 147.
- 75) I. Tanihata et al., Phys. Lett. 97E (1980) 363.
- 76) S. Nagamiya et al., Nucl. Phys. A335 (1980) 517.
- 77) Cf. réf.<sup>10</sup>.

- 78) H. Stöcker et al., Phys. Rev. Lett. 44 (1980) 725.
- 79) R. Hanbury-Brown and R.Q. Twiss, cf. ref. <sup>11</sup>).
- 80) G. Goldhaber et al., cf. réf. <sup>12</sup>.
- 81) E. Fermi, Prog. Theor. Phys. 5 (1950) 570.
- 82) G.I. Kopylov and M.I. Podgoretzkii - ref. <sup>13</sup>).
- 83) M. Deutschmann et al., CERN Report - CERN/EN/Phys 78-1 (1978).
- 84) M. Gyulassy, Phys. Rev. Lett. 48 (1982) 454.
- 85) G.I. Kopylov, Phys. Lett. 50B (1974) 472.
- 86) W.A. Zajc, PhD Thesis - Rapport LBL 14864 (1982) ; Cf. aussi réf. <sup>90</sup> .
- 87) S.Y. Fung et al., Phys. Rev. Lett. 41 (1978) 1592.
- 88) J.J. Lu et al., Phys. Rev. Lett. 46 (1981) 898.
- 89) D. Beavis et al., Phys. Rev. C27 (1983) 910.
- 90) W.A. Zajc et al., Phys. Rev. C29 (1984) 2173.
- 91) D. Beavis et al., 6th high energy heavy ion study, Berkeley 84, Rapport LBL 16281.
- 92) J. Cugnon et al., Nucl. Phys. A379 (1982) 553.
- 93) S.E. Koonin, Phys. Lett. 70B (1977) 43.
- 94) R.V. Reid, Ann. Phys. 50 (1968) 411.
- 95) F. Zarbakhsh et al., Phys. Rev. Lett. 46 (1981) 1268.
- 96) M. Biyajima, Phys. Lett. 132B (1983) 299.
- 97) H.A. Gustafsson et al., Phys. Rev. Lett. 53 (1984) 544.
- 98) H. Wieman et al., 7th. high energy heavy ion study Darmstadt GSI report GSI-85-10 (1985).
- 99) H. Stöcker et al., Nucl. Phys. A400 (1983) 63.
- 100) P. Bonche, 8ème session d'études biennales de physique nucléaire, Aussois 4-8 février 1985 ;  
Voir aussi P. Bonche, S. Levit et D. Vautherin, Nucl. Phys. A427 (1984) 278 et preprint  
Weizmann Wis-84/19.
- 101) D.J. Morrissey et al., Phys. Lett. 148B (1984) 423.
- 102) D.H. Boal, Phys. Rev. C30 (1984) 749.
- 103) J. Pochodzalla et al., preprint MSU - MSUCL 327 juin 85.
- 104) J. Pochodzalla et al., preprint MSU - MSUCL 318 avril 85.
- 105) C.B. Chitwood et al., preprint MSU - MSUCL 542D sept 85.
- 106) H. Stöcker, J.A. Maruhn and W. Greiner, Phys. Rev. Lett. 44 (1980) 725.
- 107) F. Balea et al., Nucleus-Nucleus collisions II, Visby - Sweden 10-14/6/1985 - vol. 1 -  
contributed papers H23.
- 108) K. Van Bibber and A. Sandoval, preprint LBL 12983. Voir aussi Heavy Ion Science - Plenum Phys.  
- New York (1982)
- 109) R. Stock et al., Phys. Rev. Lett. 49 (1982) 1236.
- 110) R. Brockmann et al., Phys. Rev. Lett. 53 (1984) 2012.
- 111) K. Hagedorn and J. Rafelski, Phys. Lett. 97B (1980) 136.

- 112) A. Baden et al., cf. réf.<sup>19</sup>.
- 113) K.G.R. Doss et al. Rapport GSI-85-4 (janvier 1985)
- 114) J.I. Kapusta, Phys. Rev. C29 (1984) 173.
- 115) H. Stöcker, Nucl. Phys. A400 (1983) 63c ;  
B.V. Jacak, H. Stöcker and G.D. Westfall, Phys. Rev. C29 (1984) 1744.
- 116) H.A. Gustafsson et al. Phys. Lett. 142B (1984) 141.
- 117) J. Kapusta and D. Strottman, Phys. Lett. 106B (1981) 33.
- 118) P. Danielewicz and M. Gyulassy, Phys. Lett. 129B (1983) 283.
- 119) H.A. Gustafsson et al., Phys. Rev. Lett. 52 (1984) 1591.
- 120) G. Buchwald et al., Phys. Rev. Lett. 52 (1984) 1594.
- 121) G. Buchwald et al., 7th high energy heavy ion study GSI-Darmstadt - GSI-85-10 (1985).
- 122) J. Theis, PhD Thesis University of Franckfurt (1984). Cf. aussi réf.<sup>121</sup> ci-dessus.
- 123) J. Cugnon et D. 1'Hôte, Phys. Lett. 149B, 35 (1984). Cf. aussi Rapport GSI-85-10 (1985).
- 124) H. Kruse et al., Phys. Rev. Lett. 54 (1985) 289.
- 125) Y. Kitazoe et al., Phys. Rev. Lett. 53 (1984) 2000.
- 126) R.E. Rendfort et al., Phys. Rev. Lett. 53 (1984) 763.
- 127) P. Danielewicz and G. Odyniec, preprint LBL 18600.
- 128) H. Ströbele et al., Phys. Rev. C27 (1983) 1349.
- 129) H.G. Ritter et al. 7th High energy heavy ion study GSI-Darmstadt - GSI-85-10 (1985) 67.