

LPC CAEN

LABORATOIRE DE PHYSIQUE CORPUSCULAIRE

BOULEVARD MARECHAL JUIN - 14050 CAEN CEDEX - FRANCE

QUELQUES RESULTATS DU GANIL

B. TAMAIN

Gestion IRS
Doc. enreg. le : 19/09/93
N° TRN : FR 9302797
Destination : I,I+D,D

Juin 1992

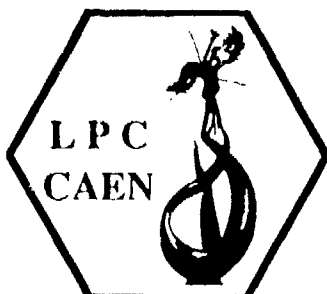
LPCC 92-06

Contribution aux Journées d'Etudes Saturne Mont Saint Odile 18-22 Mai 1992

UNIVERSITE DE CAEN

**INSTITUT DES SCIENCES
DE LA MATIERE ET DU RAYONNEMENT**

LABORATOIRE LA34 ASSOCIE A L'IN2P3 - CNRS



Téléphone : 31 45 25 00

XXXXXXXXXXXX

Télécopie : 31 45 25 49

QUELQUES RESULTATS DU GANIL

B. Tamain
Laboratoire de Physique Corpusculaire - ISMRA
14050 CAEN CEDEX

Résumé

Des résultats récents du GANIL sont présentés dans quelques domaines pour lesquels l'accélérateur GANIL est le plus adapté : propriétés des noyaux chauds et multifragmentation, étude de l'évolution du "flot" autour de l'énergie de "retournement". Les productions de mésons et de gammas durs sont aussi rapidement discutées. Dans chaque cas, on s'attache à dégager les idées principales, les corrélations avec les études menées dans le domaine d'énergie de SATURNE, et les évolutions prévisibles dans les années qui viennent. La thématique "noyaux exotiques" n'est pas discutée car elle fait l'objet d'un autre exposé.

I - INTRODUCTION

La Physique des Ions lourds est celle de la matière nucléaire dans tous ses états ¹⁾ : énergie d'excitation ou température, énergie de compression, spin, isospin, déformations, plasma quarks-gluons. Le domaine des énergies intermédiaires ou domaine du GANIL (de 10 à 100 MeV/u) permet d'explorer plus spécifiquement les états extrêmes d'excitation, de compression, d'isospin et dans une certaine mesure de spin et de déformation. Dans cet exposé, nous donnerons quelques résultats significatifs qui illustrent des percées dans ces divers domaines, en excluant toutes les expériences concernant les noyaux exotiques, sujet traité par Alex Mueller.

II - LES NOYAUX CHAUDS ET LEURS LIMITES

1°) Un premier regard

On peut aborder l'étude des états extrêmes d'excitation par continuité à partir de ce qui est connu à énergie d'excitation limitée. Dans ce cas, on sait qu'un noyau évacue son énergie d'excitation par évaporation de particules ou, s'il est suffisamment lourd, par fission binaire. Les premières expériences du GANIL concernant les noyaux chauds ont été menées dans cette approche ²⁾. La détection des résidus d'évaporation obtenus en fin de chaîne d'évaporation, ou des deux fragments de fission binaire, a permis de caractériser le noyau primaire : dans tous les cas, la quantité mesurée était la vitesse du noyau d'intérêt, qui est une fonction croissante de l'énergie d'excitation déposée.

La figure 1 (partie de droite) illustre cette méthode. Elle correspond au cas d'un noyau chaud lourd qui a fissionné. La quantité portée en abscisse est l'angle de corrélation entre les deux fragments de fission détectés, dont la valeur est d'autant plus faible que le projectile (ici de l'Argon) a déposé

dans la cible lourde (Thorium) une énergie d'excitation élevée. Plusieurs distributions sont reportées, correspondant à des énergies de bombardement croissantes. Dans tous les cas, on remarque l'existence d'une bosse pour les grands angles de corrélation : il s'agit des événements de fission suivant une collision périphérique au cours de laquelle le projectile a peu "bousculé" et excité le noyau cible. La fission de noyaux chauds correspond à des angles de corrélations beaucoup plus petits, voisins de 110° . De tels événements sont clairement nombreux pour des énergies de bombardement inférieures à 30 MeV par nucléon, mais leur contribution s'évanouit au-delà de 40 MeV par nucléon. Il est tentant de conclure que la raison de cette disparition est la volatilisation des noyaux de plus en plus chauds formés. Dans cette interprétation, on aurait atteint les limites d'excitation maximale supportable par un noyau, limite au-delà de laquelle on assisterait à une transition de phase liquide-gaz ¹⁰). La figure 2 a été tracée dans cette logique et donne pour les divers noyaux chauds étudiés les énergies d'excitation qui ont pu être observées dans les expériences précédentes. Elles atteignent 6 MeV/u pour les noyaux chauds légers et 3,5 MeV/u pour les lourds, la limite moindre obtenue pour les noyaux lourds étant le signe de leur instabilité coulombienne ⁶). Les températures maximales correspondantes (échelle de droite) évoluent de 7 à 5 MeV.

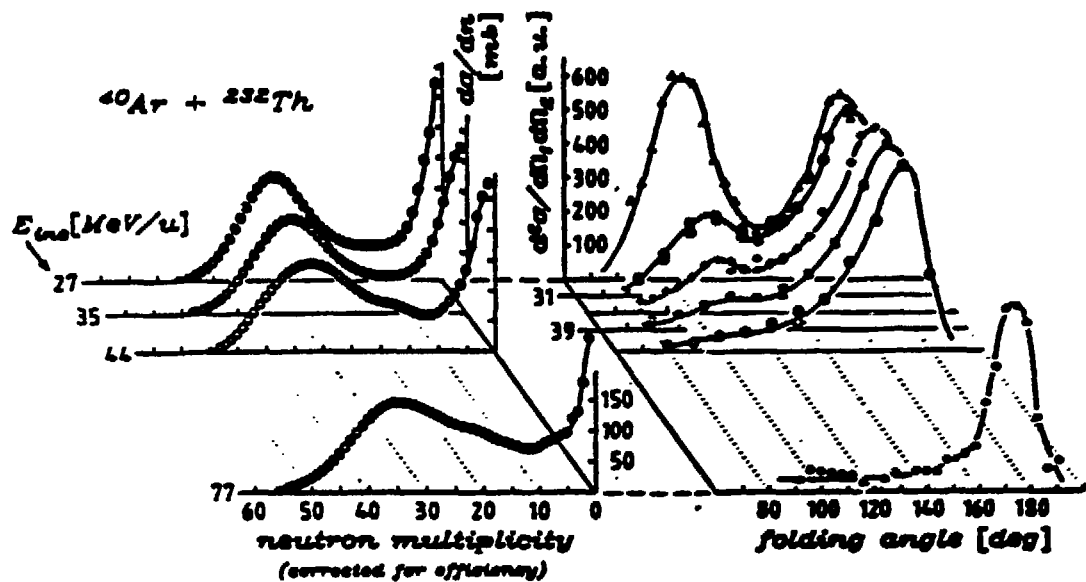
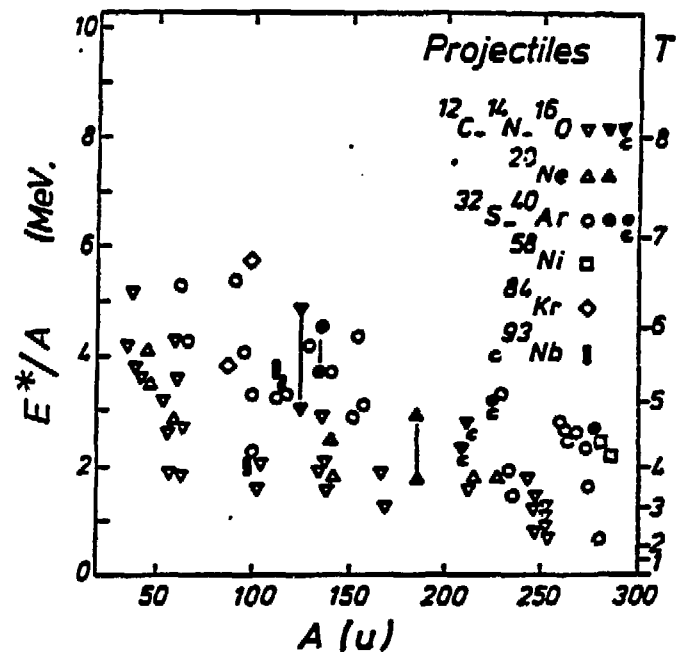


Figure 1 *Partie droite* : distribution en angles de corrélation pour la fission binaire dans le cas du système Ar+Th à plusieurs énergies de bombardement. On reconnaît la "bosse" de fission suivant fusion pour les petites valeurs des angles de corrélation.
Partie gauche : distributions inclusives de multiplicité de neutrons pour les mêmes réactions.

Extrait des Ref. 3 et 4.

Figure 2 Une compilation des énergies d'excitation observées pour des noyaux se désexcitant selon les schémas connus à basse énergie (évaporation et fission).
Extrait de la Ref. 5.



Cela signifie-t-il qu'il est impossible de fabriquer des noyaux plus chauds et de les observer?
Nous allons voir que la réponse à cette question est négative.

2°) La nécessité des multidétecteurs

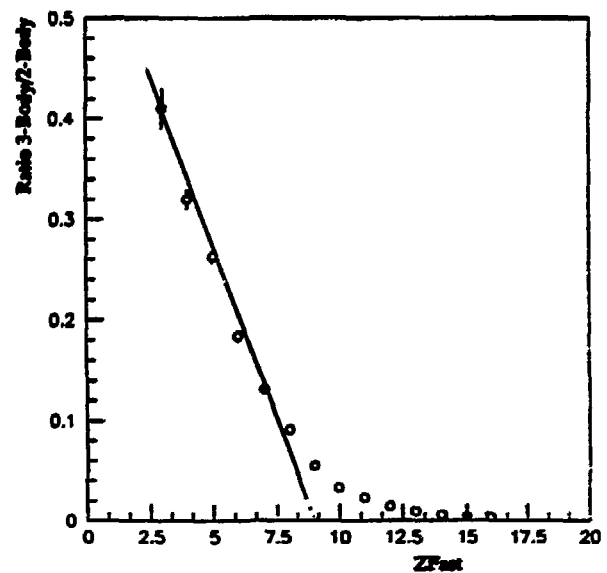
Pour aller au-delà des commentaires que l'on peut faire à partir de la partie droite de la figure 1, il est nécessaire d'envisager une autre méthodologie expérimentale. La disparition de la "bosse" de fusion observée au-delà de 40 MeV/nucléon peut en effet signifier la transition de phase évoquée ci-dessus, mais elle peut aussi susciter d'autres analyses. Elle peut par exemple signifier que le projectile ne parvient plus à déposer son énergie dans la cible. Les noyaux chauds ne seraient alors plus formés dans les collisions. Cette interprétation est à rejeter au vu de la partie gauche de la figure 1 qui donne les distributions inclusives pour les multiplicités de neutrons libérés dans les réactions. Rappelons que pour de tels systèmes lourds, le nombre de neutrons émis peut être corrélé à l'énergie d'excitation déposée ³⁾. Sur les distributions de gauche de la figure 1, apparaissent clairement, pour toutes les énergies de bombardement, deux contributions associées respectivement à des multiplicités faibles et grandes : il s'agit d'une part des collisions périphériques, d'autre part des collisions centrales responsables de la formation des noyaux chauds. Des dépôts d'énergie importants ont donc eu lieu même pour des énergies incidentes aussi grandes que 77 MeV/nucléon et il apparaît que ces collisions dissipatives ont échappé à la méthodologie expérimentale utilisée pour construire les distributions d'angles de corrélation (partie droite de la figure) : la fission binaire n'est donc plus la voie de désexcitation empruntée par les noyaux les plus chauds.

Or, il se trouve que des considérations théoriques prévoient qu'un noyau très chaud expérimenterait une nouvelle voie de désexcitation : la multifragmentation ¹¹⁻¹²). La signification physique de ce mécanisme sera évoquée plus loin ; notons simplement ici que d'un point de vue expérimental, son identification implique l'utilisation de détecteurs 4π puisque des événements à n corps ne manifestent pas de corrélation cinématique simple. D'où l'évolution des détecteurs installés auprès du GANIL : d'abord ceux de NAUTILUS, puis dans un proche avenir INDRA.

3°) Quelques résultats significatifs

La figure 3 est relative au système Ar+Au à 60 MeV/u, système comparable à ceux de la figure 1. Les fragments lourds issus des collisions ont été détectés par un ensemble de détection à

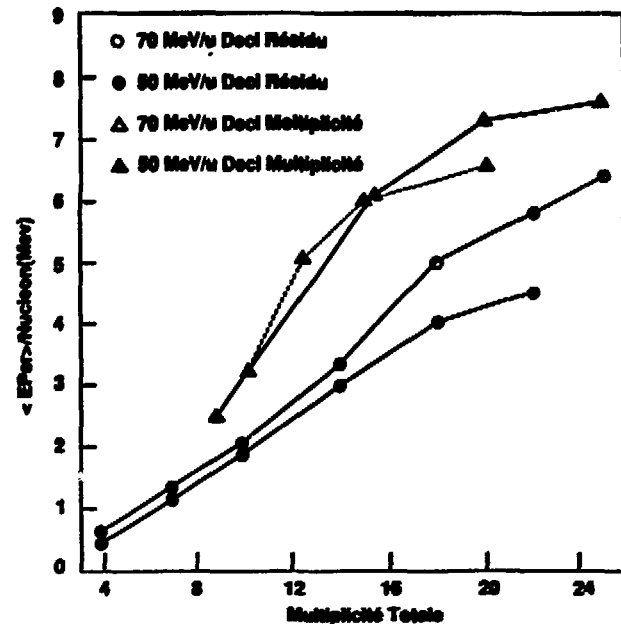
Figure 3 *Système Ar+Au
Evolution de la probabilité relative d'émission de plus de 3 fragments en fonction de la charge du projectile n'ayant pas participé à la fusion (Z_{fast}). Une faible valeur de Z_{fast} signifie une forte énergie d'excitation déposée.
Extrait de la Ref. 8.*



gaz appelé DELF, couvrant tout l'espace. La quantité portée en ordonnée est le rapport entre les probabilités mesurées pour une cassure du noyau chaud en 3 fragments au moins d'une part, et en deux fragments (fission binaire) d'autre part. La quantité portée en abscisse est la charge totale du projectile n'ayant pas participé à la fusion : cette grandeur décroît quand l'énergie d'excitation déposée augmente. Il apparaît ⁸⁾ que pour une valeur de l'abscisse inférieure à 10, donc au-delà d'une certaine énergie d'excitation seuil (évaluée à 600 MeV), il y a ouverture du canal "3 fragments au moins". Un tel résultat peut être rapproché des prédictions théoriques sur le seuil du phénomène de multifragmentation ¹¹⁾¹²⁾. Il montre clairement comment l'évanouissement des bosses de fusion de la figure 1 signifie en fait l'apparition d'un autre processus de désexcitation.

L'ouverture du canal "multifragmentation" qui remplacerait la voie de sortie "fission binaire" que nous avons discutée sur la figure 1, concerne aussi les systèmes plus légers pour lesquels la fission n'est généralement pas observée. Ainsi, pour le système Ar+Ag à 50 ou 70 MeV/u, il a été démontré ⁷⁾ que les énergies d'excitation les plus grandes obtenues par fusion ne conduisent plus à une cascade d'évaporation de particules avec formation d'un résidu final froid. La figure 4 illustre ce résultat. On y a porté l'énergie cinétique moyenne par nucléon des particules chargées dans la direction perpendiculaire au faisceau, en fonction de la multiplicité de ces particules dans l'événement (il s'agit d'une expérience réalisée avec un détecteur 4 π). Deux séries de courbes sont portées pour deux énergies de bombardement (50 et 70 MeV/u). La première série (points) correspond aux événements pour lesquelles la désexcitation du noyau chaud s'est effectuée par

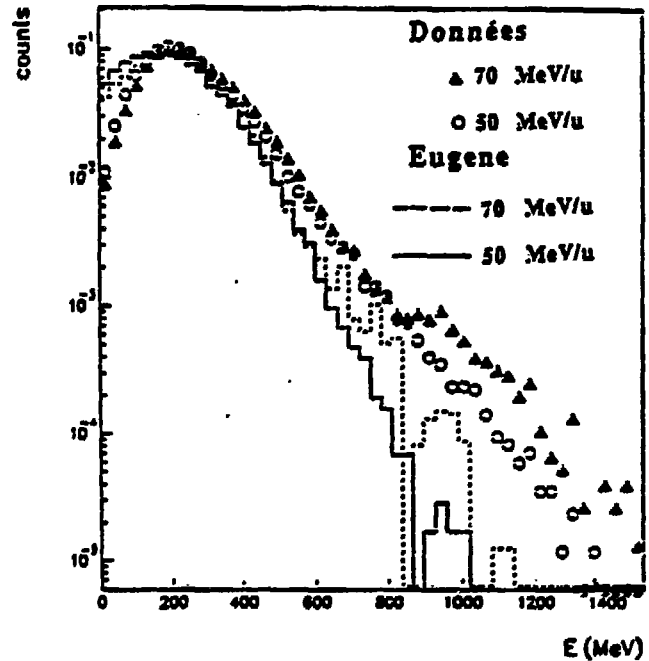
Figure 4 *Abcisse : multiplicité totale de particules chargées ;*
Ordonnée : énergie cinétique moyenne par nucléon des particules chargées dans la direction perpendiculaire au faisceau.
 Extrait de la Ref. 7.



évaporation séquentielle avec résidu froid. La seconde série (triangles) est obtenue lorsqu'on lève cette contrainte : les événements de type multifragmentation sont alors inclus dans l'analyse. Dans le second cas, les énergies perpendiculaires (donc la relaxation de l'énergie cinétique primaire) sont plus importantes, ce qui peut signifier que la contrainte imposée sur la première série correspond à des noyaux chauds moins excités.

L'ouverture d'une nouvelle voie de désexcitation pour les énergies d'excitation les plus grandes permet également de comprendre pourquoi les distributions en énergie d'excitation des noyaux chauds ne subissant pas cette nouvelle décroissance sont superposables à 50 et 70 MeV/u (fig. 5) : les noyaux les plus chauds ont une autre histoire dont l'objectif est aujourd'hui de comprendre les fondements.

Figure 5 Distributions en énergie d'excitation obtenues pour les noyaux chauds se désexcitant par évaporation séquentielle. Système Ar+Ag à 50 et 70 MeV/u.
Points : résultats expérimentaux ;
courbes : simulations théoriques.
 Extrait de la Ref. 7.

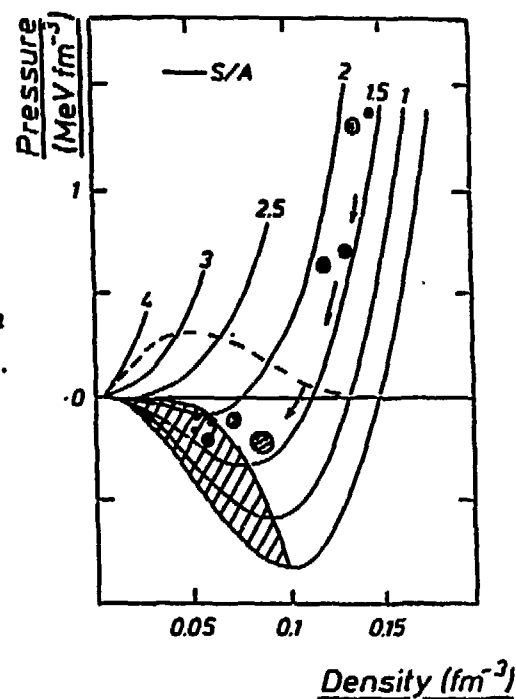


4°) Les pièges expérimentaux et les enjeux de la multifragmentation

La multifragmentation n'est en fait pas la seule histoire qui peut expliquer les données expérimentales actuelles. La seule affirmation possible est que, au-delà de ~ 30 MeV par nucléon d'énergie de bombardement, ou d'une énergie d'excitation de l'ordre de 600 MeV, les produits de désexcitation libérés dans des collisions noyau-noyau couvrent un large spectre de masse allant des particules légères à des noyaux lourds en passant par des fragments de masse intermédiaire. Ces fragments de masse intermédiaire peuvent résulter d'une multifragmentation ; ils peuvent aussi provenir d'une évaporation à partir d'un noyau très chaud ; ils peuvent enfin être produits dans une cassure dynamique en début de collision.

Si l'on veut signer le processus de multifragmentation, il faut d'abord s'assurer que les fragments détectés dans un même événement sont en nombre suffisant, proviennent d'une même source, et sont cinématiquement compatibles avec le processus recherché. Une telle analyse suppose un détecteur 4π , et l'application de méthodes de tri originales ou inspirées des Hautes Energies : ces méthodes ont été récemment qualifiées^{33,46)} et elles apparaissent d'autant plus nécessaires que les sections efficaces sont mesurées faibles⁹⁾. Le nombre de données disponibles aujourd'hui est encore très faible^{9,46)}.

Figure 6 Courbes iso-entropies tracées dans le plan densité-pression pour la matière nucléaire. La zone hachurée est la zone spinodale. Extrait de la Ref. 13.



Dans la référence 9 relative au système Ar+Au, une attention particulière a été apportée à l'aspect séquentiel ou prompt de la désexcitation. Il est apparu que les corrélations en angle et en vitesse entre les fragments émis dans le même événement pouvaient s'interpréter en termes d'émission séquentielle à 30 MeV/u mais nécessitaient le concept d'émission prompte à 60 MeV/u.

On pourrait longuement discuter pour définir si ce résultat est une mise en évidence de la multifragmentation ou le simple reflet d'une durée de vie très courte des systèmes chauffés au-delà de 5 MeV¹⁹). L'intérêt de la multifragmentation est ailleurs. Il s'agit de savoir si une désintégration en plus de deux fragments est un phénomène d'ordre statistique¹¹) ou s'il est le résultat d'une expansion qui succéderait à une étape de compression (les deux interprétations n'étant d'ailleurs pas fondamentalement opposées²¹). Dans ce second cas, le physicien nucléaire a accès à l'équation d'état de la matière nucléaire (figure 6) puisque la multifragmentation est attendue lorsque le système séjourne un temps suffisant dans la zone d'instabilité dite spinodale. Dans la ref. 14, pour le système Ar+Ti, ce temps a été calculé négligeable à 20 MeV/u et suffisamment long à 44 MeV/u, pour permettre aux fluctuations statistiques de se développer, et aux fragments de multifragmentation de se former. Bien des développements théoriques actuels concernent ces fluctuations^{15,45}).

D'un point de vue expérimental, on peut espérer reconnaître une multifragmentation d'origine dynamique en mesurant précisément les énergies relatives des fragments de masse intermédiaire libérés. On peut en effet y reconnaître l'effet de l'énergie cinétique d'expansion de la phase de décompression. Ce travail sera celui d'INDRA, détecteur qui a été spécialement étudié pour analyser les fragments de masse intermédiaire. Mais des pièges risquent de masquer ou perturber les résultats. Le moment angulaire évacué par les fragments en est un. D'une manière générale, en admettant que l'on puisse s'affranchir des problèmes de voie d'entrée et de prééquilibre, les trois variables susceptibles d'imprimer leur effet sur l'histoire des systèmes sont l'énergie d'excitation déposée, l'énergie de compression stockée en début de collision et le moment angulaire du noyau formé. On ne pourra démêler le rôle de ces variables qu'en réalisant des expériences croisées permettant de tester l'effet de telle ou telle. C'est dans ce contexte qu'il faut voir la complémentarité du GANIL et de SATURNE, les protons pouvant apporter de l'énergie d'excitation sans que le moment angulaire ou l'énergie de compression jouent un rôle significatif. A l'opposé, les faisceaux lourds du GANIL permettent de maximaliser l'énergie de compression et l'énergie d'excitation, le rôle du moment angulaire ¹⁷⁾¹⁸⁾ étant alors avant tout un inconvénient. Le domaine d'énergie idéal est sans doute situé autour de 40 MeV/nucléon, valeur qui ménage une énergie totale (centre de masse) de 10 MeV/nucléon pour un système symétrique. Les calculs de type Landau-Vlasov indiquent que la densité atteinte dans les collisions centrales pourrait être de 1,7 fois la densité normale ¹⁶⁾ ce qui correspond à une énergie de compression de 6 MeV/nucléon. Celle-ci est suffisante pour initier la multifragmentation et de ce point de vue, les énergies intermédiaires se comparent favorablement aux énergies SATURNE ou SIS pour lesquelles la multifragmentation ne peut être observée que pour les collisions périphériques ²⁰⁾, les collisions plus centrales conduisant à une désintégration complète pour laquelle la corrélation à l'équation d'état doit être recherchée à l'aide d'une autre observable : il s'agit du flot, grandeur à laquelle est consacré le paragraphe III.

5°) Il existe d'autres caractéristiques des noyaux chauds

Il serait anormal de quitter ce paragraphe sur les noyaux chauds et leurs limites en donnant l'impression que la seule voie de recherche future sur le sujet relève de la multifragmentation. D'autres approches sont possibles et je voudrais ici citer l'une d'entre elles qui fait l'objet de nombreux développements sur le GANIL. Il s'agit des résonances géantes. En effet, ces modes collectifs sont des caractéristiques des noyaux concernés et des mécanismes de collision mis en jeu, et ils sont abondamment excités par les ions lourds d'énergie intermédiaire ou élevée, ce qui permet d'atteindre de bons rapports signal sur bruit ³⁷⁾. Les résonances géantes ont été excitées au GANIL préférentiellement dans des diffusions inélastiques ⁴⁰⁻⁴¹⁾ ou des réactions de transfert ⁴²⁾ mais elles peuvent aussi fournir des informations sur les noyaux chauds si les réactions de fusion sont

sélectionnées 38-39). Dans ce cas, l'évolution des caractéristiques d'une résonance (par exemple la largeur de la GDR) avec la température ou l'énergie d'excitation déposée, permet de comprendre les couplages entre les modes d'intérêts et les autres excitations collectives du système. Son atténuation relative observée à haute excitation peut résulter de temps de vie très courts, de nouvelles voies de décroissances ou même d'une transition de phase au-delà de laquelle les oscillations ne peuvent par principe être initiées. Une expérience récente 43) faite dans ce sens doit compléter les données obtenues à énergie d'excitation un peu plus limitées. Elle fera partie du maillage de résultats qui doivent permettre de comprendre l'histoire des noyaux aux limites d'excitation et de compression.

III - UNE AUTRE APPROCHE DE L'EQUATION D'ETAT : LE FLOT

A basse énergie de bombardement (<10 MeV/u), les collisions violentes noyau-noyau conduisent soit à la fusion, soit aux transferts très inélastiques, et ces processus impliquent tous les nucléons du système. A l'inverse, aux énergies SATURNE, BEVALAC ou SIS, les collisions violentes provoquent une désintégration plus ou moins complète du système, la multiplicité de particules reflétant le paramètre d'impact 27). La distribution en vecteur impulsion des baryons 24-26) ou des pions 28) de la zone participante a souvent été utilisée pour caractériser la collision et tenter d'obtenir des renseignements sur l'équation d'état sous jacente. Par exemple, l'émission préférentielle de particules hors du plan de réaction 29) peut être reliée à un effet de compression (modèle hydrodynamique).

Depuis quelques années, des analyses comparables sont menées au GANIL 30-32) et auprès de l'accélérateur concurrent du MSU 23). Une spécificité importante de ce domaine d'énergie incidente réside dans l'évolution qualitative qui y est attendue, évolution observable expérimentalement sur la quantité appelée flot 22). Le flot (qui sera défini précisément plus loin) permet d'apprécier dans quelle direction privilégiée du plan de réaction se trouvent concentrées les particules émises en début de collision. A énergie de bombardement limitée (< 30 MeV/u), l'attraction par le champ nucléaire de la cible, des particules éjectées du projectile (ou inversement) conduit à une direction d'émission privilégiée qualifiée par un angle que l'on définira négatif. A énergie de bombardement plus élevée, typiquement voisine de 100 MeV/u, les nucléons de la zone d'interaction subissent des collisions nucléon-nucléon qui reflètent l'incompressibilité de la matière nucléaire : elles sont répulsives et conduisent à une direction d'émission que l'on peut qualifier par un angle de signe opposé, donc positif avec la convention de signe évoquée ci-dessus. Il existe ainsi dans le domaine GANIL, une énergie de bombardement pour laquelle l'angle d'émission privilégiée ou de flot, s'annule. Cette énergie de "retournement" ou de "balance" des effets attractifs de champ moyen d'une part, et répulsifs de type collision nucléon-nucléon d'autre part, reflète les propriétés de la matière

nucléaire. Elle présente l'avantage d'être moins affectée par les erreurs de mesures que d'autres quantités utilisées à plus haute énergie de bombardement.

Les figures 7 et 8 illustrent notre propos. Sur la figure 7, on a porté en ordonnée pour chaque particule d'un événement, la valeur de sa composante de quantité de mouvement dans la direction perpendiculaire au faisceau et située dans le plan de réaction. En abscisse, se trouve la rapidité de cette même particule. Dans la zone de rapidité intermédiaire (autour de Y_{NN}), la corrélation entre ces deux quantités est linéaire et la pente correspondante revient à une mesure de l'angle de flot. On a l'habitude d'appeler flot le produit de cette pente par la rapidité du projectile dans le système de référence nucléon-nucléon. Le flot est d'autant plus grand que l'angle d'émission privilégié discuté plus haut est différent de zéro et il doit s'annuler pour l'énergie incidente de "balance". C'est ce que montre la figure 8 pour ce même système Ar+Al. Le flot y est porté en fonction de l'énergie de bombardement. Les points sont expérimentaux et ils sont comparés à diverses prédictions de calculs de type Landau-Vlasov.

Plusieurs remarques sont nécessaires :

a) Les points expérimentaux sont de deux types, avec et sans correction : ladite correction est due au fait que la détermination du flot implique celle du plan de réaction. Cette exigence est sévère car aucune procédure idéale n'existe et les effets d'auto-corrélation peuvent perturber les résultats. D'où la nécessité de la correction ci-dessus. La procédure est sujette à caution, mais on notera qu'elle ne modifie que la valeur absolue du flot et non la valeur de l'énergie de balance : on met ici le doigt sur un avantage du domaine des énergies intermédiaires du GANIL et sur l'intérêt de cette notion d'énergie de balance.

b) L'analyse du flot n'a un sens que si l'on est capable de trier les événements en paramètre d'impact b . Cette exigence est également sévère. Elle est plus ou moins satisfaite à haute énergie de bombardement en supposant que la multiplicité totale de particules est une fonction décroissante de b ²⁷⁾, mais cette procédure est mal adaptée aux énergies intermédiaires du GANIL et d'autres méthodes ont donc dû être mises au point et testées grâce à des simulations ³³⁾.

c) Une difficulté du domaine des énergies intermédiaires peut être réalisée sur la figure 7. En effet, les études de flot supposent que l'on sélectionne les particules émises au début de l'interaction, c'est-à-dire les particules de pré-équilibre. Celles-ci sont d'autant mieux "reconnues" qu'elles sont cinématiquement différentes des nombreuses particules évaporées par les quasi-projectiles et quasi-cibles finaux. Les spectres de rapidité de la figure 7 montrent qu'une telle séparation est loin d'être claire car les vitesses des diverses sources sont trop voisines et la contribution des particules évaporées est même dominante pour les rapidités extrêmes, ce qui affecte fortement les corrélations moment linéaire projeté-rapidité. On notera toutefois que cet effet modifie à nouveau la valeur absolue du flot mais pas ou peu l'énergie de balance.

Figure 7 Pour chaque proton d'un événement est portée en ordonnée la projection de son moment linéaire dans la direction perpendiculaire au faisceau du plan de réaction. L'abscisse est la rapidité de la particule concernée. La relation entre les deux quantités est linéaire pour les rapidités intermédiaires. Y_P , Y_{CM} et Y_{NN} sont respectivement les rapidités du projectile, du centre de masse, et du centre de masse nucléon-nucléon. Les courbes de flot sont tracées pour 4 paramètres d'impact. Pour deux d'entre eux 6 et 1,6 fm, on a aussi indiqué les spectres en rapidité. Système Ar+Al à 45 MeV/u. Ref. 30.

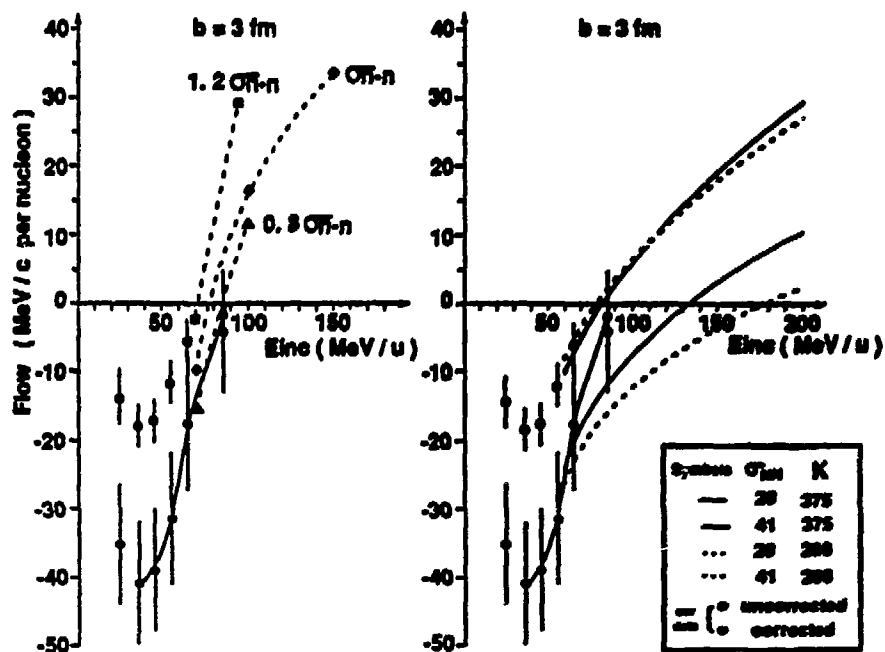
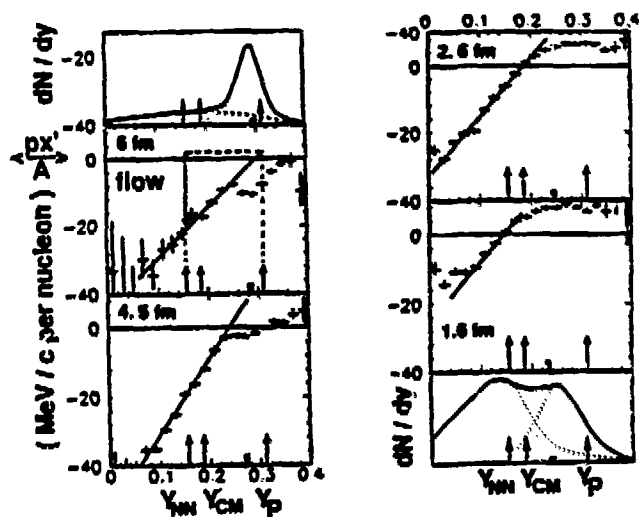


Figure 8 Evolution du flot avec l'énergie de bombardement. Les points sont expérimentaux : cercles creux ou pleins selon que les résultats ont été corrigés pour les erreurs dues à la détermination du plan de réaction. Les courbes sont calculées pour diverses valeurs de la compressibilité nucléaire et de la section efficace de collision nucléon-nucléon. Les parties gauche et droite de la figure concernent deux approches théoriques différentes (voir Ref. 32).

d) Les simulations théoriques de la figure 8 montrent que l'énergie de balance dépend surtout de la section efficace nucléon-nucléon, mais peu de la compressibilité nucléaire. Cet inconvénient pourra toutefois être levé si une analyse soignée du flot est menée pour toutes les classes de paramètre d'impact et pour des systèmes variés, et si les résultats permettent d'apprécier la variation du flot en dessous et au dessus de l'énergie de balance ³⁴⁾. Cette contrainte peut être sévère car elle pose à nouveau le problème de la connaissance de la valeur absolue du flot et elle tempère les conclusions optimistes des remarques a et c.

e) Les énergies de balance notées sur la figure 8 sont autour de 100 MeV par nucléon. De ce point de vue l'énergie du GANIL est donc insuffisante. Les prévisions théoriques ³⁵⁾ indiquent qu'elles devraient décroître pour les systèmes plus lourds, mais malheureusement, les énergies maximales du GANIL décroissent elles aussi avec la masse des faisceaux accélérés, et suivent approximativement la même loi de variation. Par contre, il semble que l'énergie de balance décroît pour les systèmes asymétriques ³⁶⁾ (projectile de masse inférieure à 100 sur cible plus lourde) ce qui rend le domaine des énergies de balance associées accessible au GANIL. Il n'en demeure pas moins que les limitations du domaine GANIL resteront une contrainte qu'une collaboration avec le LNS permettrait sans doute de lever. L'avenir se situe dans une étude systématique des énergies de balance et des variations de flot dans leur voisinage, pour une collection de système au GANIL et au LNS en assurant une sélection correcte des paramètres d'impact. Le domaine d'énergie incidente correspondant couvre la gamme 50-150 MeV/u.

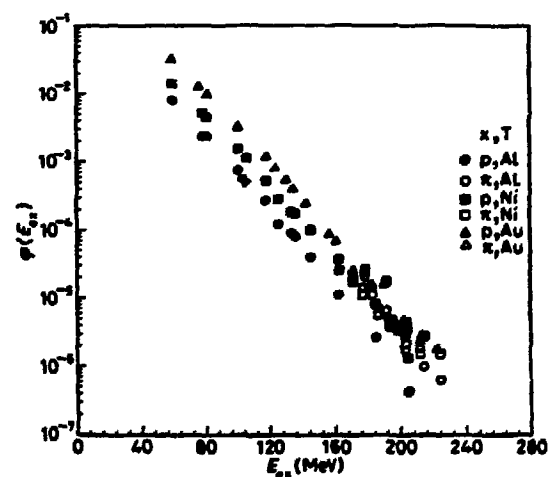
Il serait dommage de quitter ce paragraphe sur le flot sans rappeler un autre résultat concernant cette fois les fragments émis dans la collision plutôt que les particules légères considérées ci-dessus. Les systèmes Kr+Ag et Kr+Au ⁴⁶⁾ ont été étudiés au GANIL grâce au multidétecteur DELF de l'ensemble NAUTILUS. Il a été possible de sélectionner les événements pour lesquels la dissipation de l'énergie incidente a été forte. Ces événements comportent plusieurs fragments (plus de deux) et une émission préférentielle dans la direction perpendiculaire au faisceau a été notée pour le système Kr+Au ⁴⁶⁾. Cette observation peut être la signature d'un effet de compression dans les collisions centrales, et il semble qu'elle soit confirmée par des résultats récents ⁵¹⁾.

IV - EMISSIONS RARES EN-DESSOUS DE 100 MEV PAR NUCLEON

Les problématiques des paragraphes précédents se réduisent toutes, nous l'avons discuté, à celle de l'équation d'état de la matière nucléaire. Il s'agit en définitive d'explorer dans quelle mesure une collision noyau-noyau diffère d'une superposition de collisions nucléon-nucléon libres. Les

phénomènes collectifs sous jacents peuvent aussi être recherchés dans la production de particules sous le seuil : les émissions de gammas durs, de pions ou de kaons par ailleurs largement explorées à plus haute énergie ⁴⁴⁾ l'ont donc été auprès du GANIL. Dans le cas d'un photon, on appelle production sous le seuil, celle qui est impossible dans une collision nucléon-nucléon, l'un étant au repos et l'autre ayant la vitesse du faisceau. Tout photon de plus de la demi énergie du faisceau (par nucléon) est de ce type. Dans le cas des pions et des kaons les seuils sont dus aux énergies de masse des particules produites : ~ 140 et 670 MeV respectivement (si l'on tient compte de la particule étrange partenaire dans le cas des kaons). L'objectif des recherches sur ces particules sous le seuil est lié à l'espoir que leur production soit associée à des effets coopératifs. En fait, elle reflète principalement le mouvement de Fermi dans les deux noyaux partenaires. Dans le cas des photons, les spectres ont été interprétés en termes de rayonnement de freinage dans les collisions proton-neutron ⁵²⁾, et convenablement reproduit par les calculs BUU ⁴⁴⁾. Des expériences d'interférométrie en cours de réalisation avec TAPS ⁴⁷⁾ doivent permettre de fournir des informations plus précises sur cette étape de la réaction (taille de la zone d'interaction, effets de polarisation ou de cohérence). Dans le cas des pions, l'auto-absorption des particules produites dans la matière nucléaire du système, complique fortement l'interprétation, mais il est frappant de constater sur la figure 9 ⁴⁸⁾ comment la production de pions suit la même loi énergétique que l'émission de protons rapides : les contraintes de l'espace des phases disponible semblent déterminantes. Le cas des kaons est particulièrement intéressant car l'étrangeté de ces particules leur assure une faible réabsorption par la matière nucléaire du système. La donnée obtenue au GANIL à leur sujet est énigmatique car leur taux de production ⁴⁹⁾ excède

Figure 9 Evolution du taux de production de particules énergétiques en fonction de l'énergie dissipée par la particule (énergie de masse incluse).
Extrait de la ref. 48.



largement (6 ordres de grandeur) la valeur obtenue par extrapolation sur la figure 9. Ce résultat est donc très différent de celui publié à 1,6 ou 2 GeV/u, énergies pour lesquelles la loi d'échelle de la figure 9 reste valable pour pions, anti-protons et kaons ⁵⁰). Il reflète sans doute les fluctuations engendrées et impose des contraintes sévères sur la description des premiers instants de la collision ⁵³).

V - CONCLUSION

Dans cet exposé rapide, nous n'avons évoqué que certains des thèmes de recherche du GANIL. Nous avons omis tout ce qui concerne les noyaux exotiques mais aussi la spectroscopie au sens large et les études de collisions non violentes (réactions de transfert par exemple).

Sur les collisions plus violentes qui nous ont concernés, on peut faire quelques remarques :

1°) La phase des expériences de première génération est terminée. On sait que des progrès décisifs ne pourront être accomplis qu'à l'aide de détecteurs performants de grande acceptance angulaire : INDRA pour les particules chargées, ORION et bientôt DEMON pour les neutrons, TAPS pour les gammas, d'autres détecteurs installés par des équipes étrangères sont ou seront des outils décisifs.

2°) La connaissance de la matière nucléaire et de ses propriétés extrêmes ne progressera que grâce à une accumulation de résultats croisés obtenus avec diverses sondes et divers dispositifs de détection. Il serait illusoire de prétendre conclure sur la base de quelques expériences décisives. Ceci tient à la complexité de la problématique et au grand nombre de variables susceptibles d'influencer les résultats.

3°) Le domaine d'énergie GANIL est sans doute le mieux adapté pour étudier les noyaux chauds. Les faisceaux les plus lourds sont un atout essentiel pour étudier l'Equation d'Etat, mais les énergies maximales sont trop faibles pour mener complètement les études de flot par exemple. Une collaboration avec SATURNE est donc souhaitable ; mais encore faut-il disposer de faisceaux lourds à énergie limitée : les collaborations déjà initiées doivent être amplifiées.

REMERCIEMENTS

L'auteur remercie D. Durand, J.L. Laville, J. Péter et E. Suraud pour les discussions fructueuses qu'ils ont suscitées.

REFERENCES

- 1) Comptes-Rendus de l'Ecole Joliot Curie de Physique Nucléaire (1985)
- 2) C. Grégoire, B. Tamain ; Ann. Phys. Fr. 11 (1986) 323
F. Suraud, C. Grégoire, B. Tamain ; Prog. Nucl. Part. Sci. 23 (1989) 357
B. Tamain ; Comptes-Rendus de l'Ecole Internationale de Physique Enrico Fermi, Varenna (1989) 1
(publiés en 1991)
- 3) B. Lott, J.L. Charvet, B. Cramer, H. Doubre, J. Fréhaut, J. Galin, B. Gatty, D. Guerreau, G. Ingold, D. Jacquet, U. Jahnke, D.X. Jiang, C. Magnago, M. Morjean, Y. Patin, E. Piasecki, J. Pouthas, E. Schwinn, A. Sokolov ; Comptes-Rendus de la 28^{ème} Conférence Internationale de Bormio (Italie) 1990
- 4) M. Conjeaud, S. Harar, M. Mostefai, E.C. Pollaco, C. Volant, Y. Cassagnou, R. Dayras, R. Legrain, H. Deschler, F. Saint-Laurent ; Phys. Lett. B159 (1985) 244
- 5) J. Péter et B. Tamain ; Comptes-Rendus du Symposium Riken-IN2P3, oct. 87
- 6) S. Levit et P. Bonche ; Nucl. Phys. A437 (1985) 426
- 7) E. Vient, thèse Caen (1992)
E. Vient, A. Badala, R. Barbera, G. Bizard, R. Bougault, R. Brou, D. Cussol, J. Colin, D. Durand, A. Drouet, D. Horn, J.L. Laville, C. Le Brun, J.F. Lecolley, C. Leflécher, M. Louvel, J.P. Patry, J. Péter, R. Régimbart, J.C. Steckmeyer, B. Tamain, G. Auger, A. Péghaire, P. Eudes, F. Guilbault, C. Lebrun, E. Rosato, A. Oubahadou, M. Gonin ; Comptes-Rendus de la 30^{ème} Conférence Internationale de Bormio, janvier 1992
- 8) A. Badala, G. Bizard, R. Bougault, R. Brou, H. Doubre, D. Durand, Y. El-Masri, H. Fugiwara, A. Genoux-Lubain, K. Hagel, A. Hajfani, F. Hanappe, S.C. Jeong, G. Jin, S. Kato, A. Kerambrun, H. Kugo, J.L. Laville, C. Le Brun, J.F. Lecolley, S.M. Lee, M. Louvel, T. Matsuse, T. Motobayashi, J.P. Patry, A. Peghaire, J. Péter, N. Prot, R. Régimbart, F. Saint-Laurent, J.C. Steckmeyer, B. Tamain, T. Yamaha ; Comptes-Rendus de la 28^{ème} Conférence Internationale de Bormio, janvier 1990
- 9) M. Louvel, G. Bizard, R. Bougault, R. Brou, E. Buta, D. Durand, A. Genoux-Lubain, A. Hajfani, T. Hamdani, J.L. Laville, C. Le Brun, J.F. Lecolley, J.P. Patry, J. Péter, N. Prot, R. Régimbart, J.C. Steckmeyer, B. Tamain, A. Badala, H. Doubre, Y. El-Masri, H. Fugiwara, K. Hagel, F. Hanappe, S. Jeong, G.M. Jin, S. Kato, S. Lee, T. Matsuse, T. Motobayashi, A. Péghaire, F. Saint-Laurent ; Comptes-Rendus de la 30^{ème} Conférence Internationale de Bormio, janvier 1992
- 10) A.D. Panagiotou, M.Y. Curtin, H. Toki, D.K. Scott, P.J. Siemens ; Phys. Rev. Lett. 52 (1984) 496
- 11) J.P. Bondorf, K. Sneppen ; Comptes-Rendus de l'Ecole des Houches "Nuclear Matter and Heavy Ion Collisions", Notes séries B 1989, Vol. 205, p. 267
- 12) Yu-Ming Zheng, H. Hassmann, Shu-Yan Xu, D.H.E. Gross, Xiao-Ze Zhang, Zhao-Qi Lu and Ben-Mao Sa, Phys. Lett. 194B (1987) 183
- 13) F. Suraud ; tiré à part GANIL 90-08 (1990), présenté à la seconde Conférence IN2P3-Riken, Obernai 1990
- 14) D. Cussol, C. Grégoire, F. Suraud ; tiré à part GANIL 89-20
- 15) M. Ploszajczak, P. Bozek, A. Tucholski ; tiré à part GANIL 92-10, 1992
- 16) E. Suraud, D. Cussol, C. Grégoire, D. Boilley, M. Pi, P. Schuck, B. Rémaud, F. Sébille ; Nucl. Phys. A495 (1989) 73c
- 17) D. Jouan, B. Borderie, M.F. Rivet, C. Cabot, H. Fuchs, H. Gauvin, C. Grégoire, F. Hanappe, D. Gardès, M. Montoya, B. Rémaud, F. Sébille ; Z. Phys. A340 (1991) 63
- 18) S. Bresson, M. Morjean, E. Créma, J. Galin, D. Guerreau, C. Paulot, J. Pouthas, B. Gatty, D. Jacquet, E. Piasecki, A. Kordyasz, J. Jastrzebski, L. Pienkowski, W. Skulski, B. Lott, R. Bougault, J. Colin, A. Genoux-Lubain, D. Horn, C. Le Brun, J.F. Lecolley, M. Louvel, B. Quednau, W.U. Schroeder, J. Toke, U. Jamnke (à paraître)
- 19) B. Borderie ; tiré à part IPNO-DRE 92-03, 1992

- 20) J. Hubele, P. Kreutz, V. Lindenstruth, J.C. Adloff, M. Begemann-Blaich, P. Bouissou, G. Imme, I. Iori, G.J. Kunde, S. Leray, Z. Liu, U. Lynen, R.J. Meijer, U. Milkau, A. Moroni, W.F.J. Müller, C. Ngo, C.A. Ogilvie, J. Pochodzalla, G. Raciti, G. Rudolf, H. Sann, A. Schüttauf, W. Seidel, L. Stuttge, W. Trautmann, A. Tucholski, R. Heck, A.R. DeAngelis, D.H.E. Gross, H.R. Jaqaman, H.W. Barz, H. Schulz, W.A. Friedman, H.R.J. Charity ; tiré à part GSI 92-17, 1992
- 21) D.R. Bowman, G.F. Peaslee, R.T. de Souza, N. Carlin, C.K. Gelbke, W.G. Gong, Y.D. Kim, M.A. Lisa, W.G. Lynch, L. Phair, M.B. Tsang, C. Williams, N. Colonna, K. Hanold, M.A. McMahan, G.J. Wozniak, L.G. Moretto, W.A. Friedman ; tiré à part MSUCL 779 (1991)
- 22) G.F. Bertsch, W.G. Lynch, M.B. Tsang ; Phys. Lett. B189 (1987) 384
- 23) C.A. Ogilvie, W. Bauer, D.A. Cebra, J. Clayton, S. H Owden, J. Karn ; tiré à part MSUCL 712 (1990)
- 24) J.W. Harris, B.V. Jacak, K.H. Kampert, G. Claesson, K.G.R. Doss, R. Ferguson, A.I. Gavron, H.A. Gustafsson, H. Gutbrod, B. Kolb, F. Lefebvres, A.H. Poskanzer, H.G. Ritter, H.R. Schmidt, L. Teitelbaum, M. Tincknell, S. Weiss, H. Wieman, J. Wilhelmy ; Nucl. Phys. A471 (1987) 341c
- 25) J. Gosset, M. Demoulin, R. Babinet, C. Cavata, H. Fanet, D. L'Hôte, B. Lucas, J. Poitou, O. Valette, M.C. Lemaire, J.P. Alard, J. Augerat, N. Bastid, P. Charmensat, P. Dupieux, L. Fraysse, J. Marroncle, G. Montarou, M.J. Parizet, D. Qassoud, A. Rahmani, F. Brochard, P. Gorodetzky, C. Racca ; Phys. Lett. B247 (1990) 233
- 26) J. Gosset, M. Demoulin, D. L'Hôte, O. Valette, J.P. Alard, J. Augerat, R. Babinet, N. Bastid, F. Brochard, C. Cavata, P. Charmensat, N. De Marco, P. Dupieux, H. Fanet, Z. Fodor, L. Fraysse, P. Gorodetzky, M.C. Lemaire, B. Lucas, J. Marroncle, G. Montarou, M.J. Parizet, J. Poitou, D. Quassoud, C. Racca, A. Rahmani, W. Schimmerling, Y. Terrien ; cours donné à l'International Advanced courses on the Nuclear Equation of State, Peniscola (1989)
- 27) C. Cavata, M. Demoulin, J. Gosset, M.C. Lemaire, D. L'Hôte, J. Poitou, O. Valette ; Phys. Rev. C
- 28) J.P. Alard, J. Augerat, R. Babinet, N. Bastid, F. Brochard, C. Cavata, P. Charmensat, M. Demoulin, P. Dupieux, H. Fanet, L. Fraysse, P. Gorodetzky, J. Gosset, M.C. Lemaire, A. Le Merdy, D. L'Hôte, B. Lucas, J. Marroncle, G. Montarou, M.J. Parizet, J. Poitou, A. Ramani, C. Racca, Y. Terrien, O. Valette ; Comptes-Rendus de la 28^{ème} Conférence Internationale de Bormio (1988)
- 29) M. Demoulin, D. L'Hôte, J.P. Alard, J. Augerat, R. Babinet, N. Bastid, F. Brochard, C. Cavata, N. De Marco, P. Dupieux, H. Fanet, Z. Fodor, L. Fraysse, P. Gorodetzky, J. Gosset, T. Hayashino, M.C. Lemaire, A. Le Merdy, B. Lucas, J. Marroncle, G. Montarou, M.J. Parizet, J. Poitou, C. Racca, W. Schimmerling, Y. Terrien, O. Valette ; Phys. Lett. B241 (1990) 476
- 30) J. Péter, J.P. Sullivan, D. Cussol, G. Bizard, R. Brou, M. Louvel, J.P. Patry, R. Régimbart, J.C. Steckmeyer, B. Tamain, E. Créma, H. Doubre, K. Hagel, G.M. Jin, A. Péghaire, F. Saint-Laurent, Y. Cassagnou, R. Legrain, C. Lebrun, E. Rosato, R. MacGrath, S .C. Jeong, S.M. Lee, Y. Nagashima, T. Nakagawa, M. Ogihara, J. Kasagi, T. Motobayashi ; Nucl. Phys. A519 (1990) 127c
- 31) J.P. Sullivan, J. Péter, D. Cussol, G. Bizard, R. Brou, M. Louvel, J.P. Patry, R. Régimbart, J.C. Steckmeyer, B. Tamain, E. Créma, H. Doubre, K. Hagel, G.M. Jin, A. Péghaire, F. Saint-Laurent, Y. Cassagnou, R. Legrain, C. Lebrun, E. Rosato, R. MacGrath, S .C. Jeong, S.M. Lee, Y. Nagashima, T. Nakagawa, M. Ogihara, J. Kasagi, T. Motobayashi ; Phys. Lett. B249 (1990) 8
- 32) G. Bizard, J. Péter, W.Q. Shen, J.P. Sullivan, R. Brou, D. Cussol, M. Louvel, J.P. Patry, R. Régimbart, J.C. Steckmeyer, B. Tamain, E. Créma, H. Doubre, K. Hagel, G.M. Jin, A. Péghaire, F. Saint-Laurent, Y. Cassagnou, R. Legrain, C. Lebrun, E. Rosato, R. MacGrath, S .C. Jeong, S.M. Lee, Y. Nagashima, T. Nakagawa, M. Ogihara, J. Kasagi, T. Motobayashi ; tiré à part LPCC 91-11 (1991)

- 33) J. Péter, D. Cussol, G. Bizard, R. Brou, M. Louvel, J.P. Patry, R. Régimbart, J.C. Steckmeyer, J.P. Sullivan, B. Tamain, E. Créma, H. Doubre, K. Hagel, G.M. Jin, A. Péghaire, F. Saint-Laurent, Y. Cassagnou, R. Legrain, C. Lebrun, E. Rosato, R. MacGrath, S.C. Jeong, S.M. Lee, Y. Nagashima, T. Nakagawa, M. Ogihara, J. Kasagi, T. Motobayzshi ; Nucl. Phys. A519 (1990) 611
J.P. Sullivan and J. Péter ; to be published in Nuclear Physics
- 34) H.M. Xu ; tiré à part du Cyclotron Institute, Texas A & M 90-20 (november 1991)
- 35) V. De La Mota, F. Sébille, M. Farive, B. Remaud, P. Schuck ; Compte-Rendu à la 29^{ème} Conférence Internationale de Bormio (1991)
- 36) F. Sébille, B. Remaud ; Communication privée.
- 37) N. Frascaria ; Comptes-Rendus de la VI^{ème} Conférence Internationale de Varenne, juin 1991
- 38) J.J. Gaardhoje, A.M. Bruce, B. Herskind ; Nucl. Phys. A482 (1988) 121c
- 39) A. Bracco, F. Camera, J.J. Gaardhoje, B. Herskind, M. Pignanelli ; Nucl. Phys. A519 (1990) 47c
- 40) J.R. Beene, F.E. Bertrand, D.J. Horen, R.L. Auble, B.L. Burks, J. Gomez del Campo, M.L. Halbert, R.O. Sayer, W. Mittig, Y. Shutz, J. Barrette, N. Alamanos, F. Auger, B. Fernandez, G. Gillibert, B. Haas, J.P. Vivien ; Phys. Rev. C41 (1990) 920
- 41) T. Suomijärvi, D. Beaumel, Y. Blumenfeld, Ph. Chomaz, N. Frascaria, J.P. Garron, J.C. Roynette, J.A. Scarpaci, J. Barrette, B. Fernandez, J. Gastebois, W. Mittig ; Nucl. Phys. A509 (1990) 369
- 42) C. Bérat, M. Buenerd, J. Chauvin, J.Y. Hostachy, D. Lebrun, P. Martin, J. Barrette, B. Berthier, B. Fernandez, A. Miczaika, W. Mittig, E. Stiliaris, W. Von Oertzen, H. Lenske, H.H. Wolter ; Phys. Lett. B218 (1989) 299
- 43) T. Suomijärvi, A. Gillibert, E. Migneco, Y. Blumenfeld, Ph. Chomaz, N. Frascaria, J.P. Garron, I. L'henry, J.C. Roynette, N. Alamanos, F. Auger, ID. Pierroutsako, R. Liquori-Neto, J.L. Sida, C. Agodi, R. Alba, G. Bellia, L. Calabretta, R. Coniglione, A. Del Zoppo, P. Finocchiaro, C. Maiolino, P. Piattelli, G. Raia, G. Russo, P. Sapienza ; Proposition d'expérience 142B, GANIL, jan. 91
- 44) W. Cassing, V. Metag, U. Mosel, K. Niita ; Phys. Reports 188 (1990) 363
- 45) G.F. Burgio, P. Chomaz, J. Randrup ; tiré à part GANIL 92/02 (1992)
- 46) R. Bougault, F. Delaunay, A. Genoux-Lubain, C. Le Brun, J.F. Lecolley, F. Lefebvres, M. Louvel, J.C. Steckmeyer, J.C. Adloff, B. Bilwes, M. Glaser, G. Rudolf, F. Scheibling, L. Stuggé, J.L. Ferrero ; Comptes-Rendus de la 28^{ème} Conférence Internationale de Bormio, 1990
- 47) R. Ostendorf, Y. Schutz, R. Merrouch, F. Lefevre, H. Delagrangé, W. Mittig, F.D. Berg, W. Kühn, V. Metag, R. Novotny, M. Pfeiffer, A.L. Boonstra, H. Löhner, L.B. Venema, H.W. Wilschut, W. Henning, R. Holzmann, R.S. Mayer, R. Simon, D. Ardouin, H. Dabrowski, B. Erazmus, C. Lebrun, L. Sézac, P. Lautridou, J. Québert, F. Ballester, E. Casal, J. Diaz, J.L. Ferrero, M. Marquès, G. Martinez, H. Nifenecker, B. Fornal, L. Freindl, Z. Sujkowski, T. Matulewicz ; tiré à part GANIL 92/05
- 48) A. Badala, R. Barbera, G. Bizard, D. Durand, J.L. Laville, A. Palmeri, G.S. Pappalardo, F. Riffi ; Europhysics Letters 15 (1991) 145
- 49) J. Julien, D. Lebrun, A. Mougeot, P. De Saintignon, N. Alamanos, Y. Cassagnou, C. Le Brun, J.F. Lecolley, R. Legrain, G. Perrin ; Comptes-Rendus de la 29^{ème} Conférence Internationale de Bormio (1991) p. 361
- 50) A. Shor, E.F. Barasch, J.B. Carroll, T. Hallman, G. Igo, G. Kalnins, P. Kirk, G.F. Krebs, P. Lindstrom, M.A. McMahan, V. Perez-Mendez, S. Trentalange, F.J. Urban, Z.F. Wang ; Phys. Rev. Lett. 63 (1989) 2192
- 51) R. Bougault, J. Colin, F. Delaunay, A. Genoux-Lubain, C. Le Brun, J.F. Lecolley, F. Lefebvres, J.C. Steckmeyer, J.C. Adolf, B. Bilwes, R. Bilwes, M. Glaser, G. Rudolf, F. Scheibling, L. Stuttgé, J.L. Ferrero ; à paraître
- 52) H. Nifenecker, J.A. Pinston ; Progr. Part. Nucl. Phys. 23 (1989) 271
- 53) S. Ayik, E. Suraud, M. Belkacem, D. Boilley ; tiré à part GANIL 92/11 (1992)