



HAL
open science

Etude de noyaux chauds : Existe-t-il vraiment une limite pour l'énergie d'excitation que peut supporter un noyau ? Application au système $^{40}\text{Ca} + ^{27}\text{Al}$ à 25 et 35 MeV/A

Sylvie Groult

► **To cite this version:**

Sylvie Groult. Etude de noyaux chauds : Existe-t-il vraiment une limite pour l'énergie d'excitation que peut supporter un noyau ? Application au système $^{40}\text{Ca} + ^{27}\text{Al}$ à 25 et 35 MeV/A. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université de Caen (France), 1991. Français. NNT : . tel-02068057

HAL Id: tel-02068057

<https://in2p3.hal.science/tel-02068057v1>

Submitted on 14 Mar 2019

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

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

FR 9 10021

GANIL T 91-02

UNIVERSITE DE CAEN

THESE

présentée

par

Sylvie GROULT

pour obtenir

le GRADE de DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE CAEN

Spécialité : PHYSIQUE NUCLEAIRE

Sujet :

**Etude de noyaux chauds :
Existe-t-il vraiment une limite pour l'énergie d'excitation
que peut supporter un noyau ?
Application au système $^{40}\text{Ca} + ^{27}\text{Al}$ à 25 et 35 MeV/A**

Soutenue le 20 Juin 1991 devant le jury composé de :

Monsieur **H. DOUBRE** Président

Monsieur **B. CHAMBON**

Monsieur **J. PETER** Examineurs

Monsieur **E. PLAGNOL**

Monsieur **R. ROY**

UNIVERSITE DE CAEN

THESE

présentée

par

Sylvie GROULT

pour obtenir

le GRADE de DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE CAEN

Spécialité : PHYSIQUE NUCLEAIRE

Sujet :

**Etude de noyaux chauds :
Existe-t-il vraiment une limite pour l'énergie d'excitation que peut
supporter un noyau ?
Application au système $^{40}\text{Ca} + ^{27}\text{Al}$ à 25 et 35 MeV/A**

Soutenu le 20 Juin 1991 devant le jury composé de :

Monsieur **H. DOUBRE** Président

Monsieur **B. CHAMBON**

Monsieur **J. PETER** Examineurs

Monsieur **E. PLAGNOL**

Monsieur **R. ROY**

Remerciements

Tout d'abord, je tiens à remercier très sincèrement Mr Eric Plagnol qui a assuré la direction de cette thèse et m'a prodigué de nombreux conseils tout au long de l'analyse de cette expérience.

Je remercie également Mrs G. Auger et J.P. Wieleczko pour l'attention qu'ils ont portée à mon travail, particulièrement lors de la rédaction de ce mémoire.

Ma reconnaissance va également à Mr R. Lacey qui m'a beaucoup aidée lors de la préparation de l'expérience puis de l'étalonnage en énergie des détecteurs.

Je remercie Mr S. Harar, directeur du Ganil, pour la confiance qu'il m'a témoignée en m'accueillant dans son laboratoire, ainsi que Mr H. Doubre, directeur-adjoint, pour avoir accepté d'être mon directeur de thèse.

Mrs B. Chambon, J. Péter et R. Roy m'ont fait l'honneur de participer au jury de cette thèse, qu'ils trouvent ici l'expression de ma profonde gratitude.

Je remercie également tous les physiciens, ingénieurs et techniciens qui ont la charge du multidétecteur AMPHORA pour leur accueil chaleureux et pour leur disponibilité à répondre à mes questions tout au long de ce travail.

Enfin je remercie tous ceux qui, au Ganil et ailleurs, m'ont aidé à mener à bien cette étude.

Table des matières

Introduction.....	1
I - Collisions centrales dans les réactions entre ions lourds : la problématique et les choix expérimentaux.....	3
1 - La problématique.....	3
2 - Choix du multidétecteur AMPHORA.....	7
3 - Présentation de l'analyse des données.....	8
II - Le multidétecteur AMPHORA.....	11
1 - Présentation.....	11
2 - La mécanique.....	11
3 - Les modules de détection.....	13
4 - Identification des particules chargées ($Z=1$ et $Z=2$).....	18
5 - Contrôle de la stabilité des gains des photomultiplicateurs.....	19
6 - L'électronique associée.....	20
7 - Acquisition des données.....	22
III - Identification des charges et étalonnage des détecteurs.....	25
1 - Identification des charges.....	25
2 - Etalonnage en énergie des particules de $Z=1$ et $Z=2$	26
2-1 - Dispositif expérimental.....	26
2-2 - Etalonnage des détecteurs ayant une jonction silicium.....	27
3 - Etalonnage des autres détecteurs.....	28

3-1 - Détecteurs du mur et des couronnes 5, 6, 7 de la boule	28
3-2 - Détecteurs des couronnes 1 à 4 de la boule	30
4 - Vérification de l'étalonnage.....	30
IV - Présentation générale des résultats à 35 MeV/A.....	33
1 - Etude des multiplicités	35
2 - Etude de la distribution en charge totale.....	38
3 - Etude de la distribution des charges	41
V - Comparaisons des multiplicités et des distributions de charge à 25 et 35 MeV/A.....	45
1 - Multiplicités de particules.....	45
2 - Etude de la distribution en charge totale.....	47
3 - Etude de la distribution des charges	48
VI - Etude des noyaux chauds - Détermination des vitesses de source.....	53
1 - Critère de sélection des collisions centrales.....	54
1-1 - Etude des ions lourds.....	54
1-2 - Analyse en terme de sphéricité-coplanarité.....	59
2 - Etude et Caractérisation des noyaux chauds.....	60
2-1 - Etude des spectres en vitesse des particules légères	60
2-2 - Etude des spectres ($V_{//}, V_{\perp}$).....	62
2-3 - Spectres en vitesse parallèle.....	66
a - Fonction d'ajustement.....	66

b - Résultats.....	67
3 - Reproduction des distributions de vitesse parallèle - Détermination des vitesses de source	68
4 - Caractéristiques expérimentales des noyaux chauds	71
4-1 - Distribution angulaire dans le référentiel du noyau source.....	71
4-2 - Détermination de la température.....	72
4-3 - Energie cinétique totale des particules légères	74
5 - Détermination de la masse du noyau chaud et de son énergie d'excitation.....	75
5-1 - Modèle utilisé.....	75
5-2 - Résultats expérimentaux	76
6 - Etude des événements de "vaporisation"	77
VII - Comparaisons avec un code d'évaporation.....	83
1 - Présentation du code	83
2 - Résultats.....	84
Conclusions.....	97
ANNEXE.....	101
BIBLIOGRAPHIE.....	107

A mes parents,

A Sylvain ...

INTRODUCTION

**Rien n'est difficile à la nature,
Surtout lorsqu'elle est pressée de se détruire...**
Sénèque

Introduction

Un objectif majeur de la physique nucléaire actuelle est la compréhension du comportement de la matière nucléaire dans des conditions extrêmes. Elle dispose pour cela des accélérateurs d'ions lourds aux énergies intermédiaires (10 - 100 MeV/A).

L'étude des noyaux chauds constitue un champ d'investigation très intéressant de cette physique. Ses objectifs sont la détermination de la température maximale que peut supporter un noyau et la compréhension de ses modes de désexcitation.

Les noyaux chauds sont efficacement produits lors des collisions entre ions lourds où il y a fusion (complète ou non) des noyaux projectile et cible.

Pour des énergies incidentes inférieures à 10 MeV/A, les interactions entre ions lourds sont principalement régies par des effets collectifs et des effets de champ moyen. Les températures atteintes sont alors peu élevées ($T < 3$ MeV). Par ailleurs, pour des énergies incidentes supérieures à 100 MeV/A, les interactions entre les noyaux sont de plus en plus dominées par les collisions nucléon-nucléon et les effets de champ moyen deviennent faibles. L'existence même de noyaux de fusion devient problématique. Le domaine des énergies intermédiaires semble donc être riche de renseignements sur la formation et la désexcitation des noyaux chauds.

Dans ce mémoire, nous avons choisi de nous intéresser au système $^{40}\text{Ca} + ^{27}\text{Al}$ à 25 et 35 MeV/A et d'étudier les noyaux chauds "légers" formés lors de cette réaction. En effet, des expériences précédentes effectuées sur un système physique comparable ont montré une disparition des résidus lourds de fusion (AUG86) et une augmentation du nombre de fragments de masses intermédiaires (CUS89) lorsque l'énergie du projectile augmente. Leurs auteurs suggèrent qu'une modification des processus de désexcitation apparaît dans cette gamme d'énergie. L'étude réalisée dans cette thèse est une continuité de ces expériences et a pour objectif de répondre à la question : existe-t-il une brusque modification dans les mécanismes de désexcitation des noyaux chauds formés dans la réaction $^{40}\text{Ca} + ^{27}\text{Al}$ lorsque l'énergie incidente varie de 25 à 35 MeV/A, ou au contraire les mécanismes de thermalisation et de formation de noyaux composés persistent-ils entre ces deux énergies ? S'il s'avère que cette dernière hypothèse est vérifiée, en extrapolant les résultats obtenus en-dessous de 35 MeV/A, on s'attend à observer des noyaux d'énergie d'excitation dépassant 7 MeV/A.

Ce domaine d'énergie incidente nous permet donc d'aborder une physique particulièrement intéressante puisqu'elle précise les frontières de nos connaissances actuelles sur la formation et la désexcitation des noyaux composés à haute énergie d'excitation.

CHAPITRE I :

**Collisions centrales dans les réactions entre ions lourds : la
problématique et les choix expérimentaux.**

I - Collisions centrales dans les réactions entre ions lourds : la problématique et les choix expérimentaux

Dans ce chapitre, nous nous proposons de présenter les mécanismes de formation et désexcitation des noyaux chauds formés dans la réaction $^{40}\text{Ca}+^{27}\text{Al}$ et de rappeler les résultats des expériences précédentes. Nous évoquerons ensuite les objectifs de notre expérience ainsi que la procédure adoptée pour l'analyse des résultats expérimentaux.

1 - La problématique

Dans les réactions entre ions lourds, les collisions les plus centrales constituent un champ d'étude particulièrement intéressant car elles conduisent à la fusion des noyaux projectile et cible, et donc à la formation d'un noyau composé excité.

Cette fusion, complète à basse énergie, l'est de moins en moins à mesure que l'énergie du projectile augmente (SUR89). Elle dépend fortement de la dynamique de la voie d'entrée, en raison de deux mécanismes principaux : le transfert massif et l'émission de prééquilibre.

Le transfert massif fait qu'une partie seulement des nucléons de la cible ou du projectile interagissent, les autres étant "spectateurs" de la réaction. Aux énergies incidentes supérieures à 10 MeV/A, on considère le plus souvent que le noyau le plus massif participe en totalité à la formation du noyau composé avec une partie (dépendant de l'énergie incidente) de l'ion le plus léger. Cette hypothèse est bien sûr applicable à un certain domaine d'énergie incidente. Au-delà de 25-35 MeV/A, la participation totale de l'ion le plus lourd peut être mise en doute. Nous supposons cependant dans notre étude que ces effets restent faibles et nous ne considérerons donc qu'un fractionnement du projectile. A plus haute énergie incidente ($E > 250$ MeV/A), le mécanisme de transfert massif évolue vers le modèle de la boule de feu, où des nucléons du projectile et de la cible interagissent en formant une zone participante très chaude, tandis que les autres nucléons forment deux zones spectatrices froides.

Le prééquilibre est un processus complexe qui résulte des collisions nucléon-nucléon lors de la thermalisation. En effet, lors des premières collisions nucléon-nucléon, il existe une probabilité non nulle pour que les nucléons diffusés soient éjectés et s'échappent de la zone d'interaction entre les noyaux projectile et cible. En moyenne, ces particules ont la vitesse du centre de masse du système nucléon-nucléon, c'est-à-dire la vitesse moitié du projectile. Pour le système $^{40}\text{Ar}+^{27}\text{Al}$, ce processus devient important au-delà de 35 MeV/A (PETE90).

Après formation du noyau composé et sa "thermalisation", celui-ci se désexcite en émettant de façon isotrope des particules légères et/ou des fragments lourds (évaporation ou fission). A basse énergie d'excitation, le processus de désexcitation est principalement une émission de particules légères. A plus haute énergie ($E^* \geq 4$ MeV/A), l'émission séquentielle de fragments lourds devient importante.

Le modèle statistique, qui sera décrit brièvement au chapitre VII, permet de calculer la production des différentes particules évaporées. A l'origine, ce modèle a été développé pour reproduire l'évaporation de particules légères et les accords obtenus avec les résultats expérimentaux sont tout à fait satisfaisants. Depuis 1970, et sous l'impulsion de Moretto (MOR75, MOR88), ce formalisme a été étendu à l'émission de fragments lourds. Des résultats expérimentaux ont alors été comparés aux prévisions du modèle et présentent là encore un accord acceptable (CHA88). Toutefois cet accord dépend fortement des paramètres utilisés dans le modèle (barrière de fission, moment d'inertie...), paramètres difficilement mesurables expérimentalement et demandant des études systématiques. La valeur prédictive de ces calculs reste donc à démontrer.

Dans les collisions centrales induites par un projectile d'argon, plusieurs résultats expérimentaux ont laissé penser qu'un changement des mécanismes de désexcitation intervenait entre 30 et 40 MeV/A. Cela se traduit pour les systèmes légers par une disparition des résidus de fusion à petit angle (AUG86), et pour les systèmes plus lourds par une disparition de la bosse de fusion dans la distribution des angles de corrélation entre fragments de fission (CON85).

En fait, des expériences plus récentes (SOK90) proposent que pour les collisions centrales au-delà de l'énergie de Fermi, les observables telles que les résidus de fusion ou l'angle de corrélation entre fragments de fission ne sont plus adaptées à l'étude de la fusion car les modes de désexcitation des noyaux sont modifiés en raison des fortes énergies d'excitation disponibles (GUE90).

Le système physique étudié dans cette expérience est $^{40}\text{Ca}+^{27}\text{Al}$ à 25 et 35 MeV/A. Ce système, ou un système physique comparable, $^{40}\text{Ar}+^{27}\text{Al}$, a été depuis une dizaine d'années l'objet de nombreuses expériences, pour une gamme d'énergies incidentes allant de 10 à 85 MeV/A (JOU83, AUG86, CUS89, VIN86, PET90). Pour ce système léger, la voie de fission symétrique est fortement défavorisée, et les noyaux composés se désexcitent préférentiellement par émission de particules et/ou fragments lourds.

Dans l'expérience des références (JOU83 et AUG86), seuls les fragments de charge supérieure à 10 sont identifiés et ont leur énergie mesurée. Les auteurs étudient l'évolution de la formation de noyaux composés chauds dans la réaction $^{40}\text{Ar}+^{27}\text{Al}$ entre

10 et 40 MeV/A. Ils mettent en évidence la formation de noyaux de fusion chauds à très haute énergie d'excitation (6 MeV/A pour une énergie incidente de 27 MeV/A) et montrent que la fusion est moins complète à mesure que l'énergie du projectile augmente.

Pour les noyaux de charge voisine de 20 (charge du projectile=18), les spectres observés à 4° dans le laboratoire présentent deux composantes : une partie haute énergie correspondant à des réactions périphériques et donc à des processus élastiques et quasi-élastiques et une composante basse énergie typique (par les distributions en vitesse et la distribution angulaire) des noyaux obtenus par évaporation de particules légères (Figure I-1). Cette deuxième composante est fortement atténuée entre 27 et 36 MeV/A et les auteurs proposent que cette disparition des résidus de fusion soit associée à une modification du processus de désexcitation des noyaux chauds.

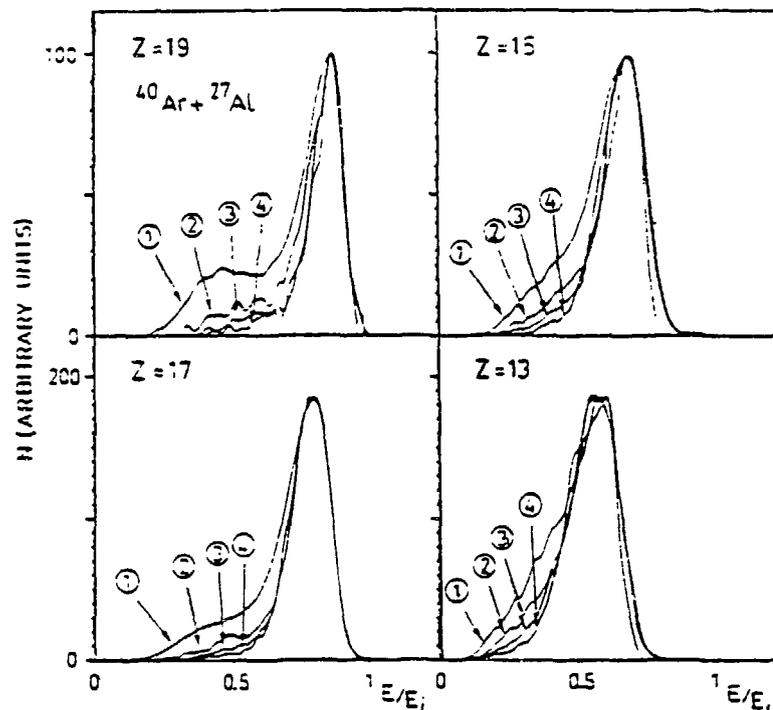


Figure I-1 : Spectres en énergie, normalisés et lissés, obtenus pour des ions de charge 13, 15, 17 et 19, détectés à 4° dans le référentiel du laboratoire. Pour chaque Z sont présentés quatre spectres (1, 2, 3, 4) correspondant aux quatre énergies incidentes, respectivement 27, 32, 36 et 40 MeV/A (AUG86).

L'expérience réalisée en 1988 au GANIL sur le multidétecteur NAUTILUS (CUS89), avait pour objectif l'étude des mécanismes de désexcitation des noyaux chauds

entre 25 et 85 MeV/A. L'appareillage de détection permet d'identifier en charge les fragments jusqu'à $Z=8$, au-delà la charge est prise égale à 9.

Un résultat important de cette expérience est la brusque augmentation du nombre de fragments de masse intermédiaire (fmi, $Z \geq 4$), lorsque l'énergie incidente varie de 25 à 35 MeV/A (Figure I-2). Ces observations amènent les auteurs à supposer qu'entre ces deux énergies, le processus habituellement observé d'évaporation séquentielle laisse place à un mécanisme plus soudain de "multifragmentation", producteur de nombreux fragments de masse intermédiaire.

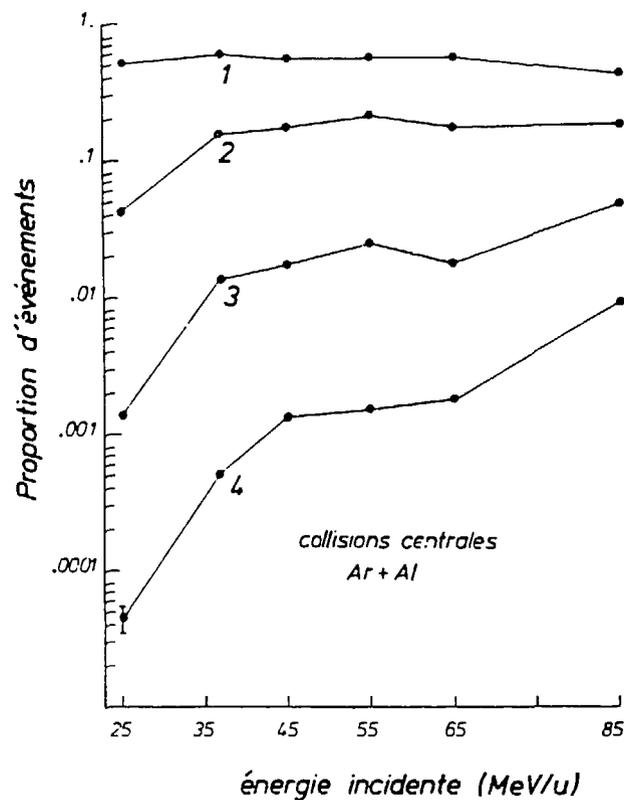


Figure I-2 : Proportion d'événements à 1, 2, 3 ou 4 fragments de masse intermédiaire ($Z \geq 4$) en fonction de l'énergie incidente (CUS89).

Il nous a donc semblé intéressant d'étudier le système $^{40}\text{Ca}+^{27}\text{Al}$ en conjuguant les informations sur les particules légères et les fragments et ainsi de vérifier le bien fondé des interprétations proposées. La gamme d'énergie que nous avons choisi d'étudier plus particulièrement est celle où une modification du processus de désexcitation des noyaux chauds semble intervenir (25 - 35 MeV/A).

2 - Choix du multidétecteur AMPHORA

L'expérience (JOU83) a montré l'importance de la détection des ions lourds ($Z \approx 20$). Ceux-ci sont émis préférentiellement vers l'avant dans le référentiel du laboratoire et permettent une première caractérisation de la réaction, selon leur vitesse et leur charge (collision centrale ou périphérique, fusion plus ou moins complète). Les particules légères sont quant à elles émises dans tout l'espace, d'où la nécessité pour les auteurs de l'expérience (CUS89, PET90) de disposer d'un multidétecteur 4π . La détection de toutes les particules légères est essentielle pour l'étude des noyaux chauds : leur nombre et leur énergie tout d'abord fournissent une indication sur l'énergie d'excitation du noyau composé (plus celui-ci est excité, plus il émettra de particules), leur vitesse ensuite, portée sur un diagramme ($V_{//}$, V_{\perp}), permet de déterminer de façon précise la vitesse du noyau source. L'expérience réalisée avec le multidétecteur monté dans la chambre à réaction NAUTILUS a également été l'occasion de développer de nouvelles méthodes de séparation des différentes collisions à partir du tenseur de sphéricité d'une part (HAG89), et de la vitesse parallèle moyenne des particules et fragments émis, pondérée par la masse (PET90) d'autre part, méthodes qui impliquent la détection de tous les produits de désexcitation .

Il nous fallait donc disposer pour notre expérience d'un appareillage de détection couvrant tout le domaine angulaire accessible aux fragments de désexcitation et capable de détecter et d'identifier sur ce domaine aussi bien les particules légères que les ions lourds.

Pour toutes ces raisons, notre choix s'est porté sur le multidétecteur 4π AMPHORA, installé auprès de l'accélérateur SARA de Grenoble, dont les modules de détection, des iodures de césium, équipés de plastiques rapides, sont capables d'identifier les ions de charge 1 à 20. Pour l'étude de la réaction $^{40}\text{Ca} + ^{27}\text{Al}$, nous nous plaçons dans une configuration de cinématique inverse (le projectile est plus lourd que la cible), les fragments sont donc émis de préférence vers l'avant. Tous les scintillateurs CsI placés à un angle inférieur ou égal à 55° dans le référentiel du laboratoire ont ainsi été équipés de plastiques rapides (Chapitre II).

La configuration adoptée pour AMPHORA dans cette expérience a pour conséquence deux limitations importantes : les quasi-cibles sont mal détectées à cause des seuils en énergie (Chapitre III), tandis que les quasi-projectiles sont perdus dans la zone morte à petit angle (Chapitre II). Dans ce cas précis, AMPHORA sera donc mal adapté à l'étude des collisions périphériques.

3 - Présentation de l'analyse des données

Après une présentation générale d'AMPHORA et des modifications que nous lui avons apportées, nous exposerons la procédure d'identification des charges et d'étalonnage des détecteurs.

Nous nous intéresserons ensuite à la multiplicité de particules et fragments émis ainsi qu'à leur distribution en charge, d'abord à 35 MeV/A puis à 25 MeV/A (chapitres IV et V). La charge totale reconstituée à 25 et 35 MeV/A permettra de juger de la bonne efficacité du multidétecteur AMPHORA, notamment en ce qui concerne des événements où un grand nombre de particules sont émises (chapitre IV).

Un critère simple et facilement accessible de sélection des collisions les plus centrales est la multiplicité de particules légères (TSA89). On conçoit en effet aisément que plus le noyau composé sera excité, plus grand sera le nombre de ses particules de désexcitation. Les résultats de l'expérience (JOU83) montrent qu'à 27 MeV/A, les noyaux chauds produits ont en moyenne une masse 60, une charge 30, et une énergie d'excitation égale à 360 MeV. Ces données, introduites dans un code d'évaporation statistique (chapitre VII), fournissent une multiplicité moyenne de 9 particules légères. Nous avons donc considéré pour notre analyse que les événements où plus de 8 particules légères étaient détectées correspondaient aux collisions les plus centrales.

Le choix de cette valeur de multiplicité se révélera très important tout au long de notre étude. En effet, le système étudié est léger (la charge totale disponible est égale à 33) et le nombre moyen de particules légères évaporées par les noyaux chauds est par conséquent limité (le code d'évaporation indique qu'en moyenne 9 particules légères sont émises). Il est donc impossible expérimentalement de déterminer une limite précise en multiplicité de particules légères séparant les collisions centrales des collisions périphériques. Nous avons dû, pour éliminer les événements correspondant aux collisions périphériques, choisir un critère très sélectif qui a pour conséquence d'éliminer aussi un nombre important de noyaux chauds qui se désexcitent avec une multiplicité de particules légères moins importante. Cette forte sélectivité est pourtant nécessaire pour l'étude de mécanismes de désexcitation très intéressants, mais rares.

Ce mode de sélection des collisions centrales sera étudié et justifié au début du chapitre VI, en regardant notamment la partie du spectre des ions lourds ($Z \geq 15$) sélectionnée par ce critère. Nous nous intéresserons alors plus particulièrement aux noyaux chauds formés dans ces collisions. A partir des spectres ($V_{//}$, V_{\perp}) des particules légères, nous déterminerons leurs vitesses de source, puis, à l'aide du modèle de transfert massif, nous en déduirons leurs masses et leurs énergies d'excitation. A l'aide des spectres en énergie cinétique des particules de charge $Z=2$, nous mesurerons également leurs températures.

Au chapitre VII, nous comparerons ces résultats à ceux d'un code d'évaporation. Nous serons alors à même de conclure sur l'évolution des processus de formation et d'excitation du système étudié.

CHAPITRE II :
Le multidétecteur AMPHORA

II - Le multidétecteur AMPHORA

1 - Présentation

AMPHORA, (Appareillage Multidétecteur de Particules, HOdoscope, Rhône-Alpes) est un multidétecteur 4π permettant de détecter et d'identifier soit des particules légères chargées et des ions lourds, soit des particules légères chargées et des neutrons, dans la gamme d'énergie disponible auprès de l'accélérateur SARA à l'Institut des Sciences Nucléaires de Grenoble (10 - 40 MeV/A).

Il est constitué d'un ensemble de 140 détecteurs à scintillateurs d'iodure de césium et couvre un angle solide représentant 80% de 4π (AMP89). Il se décompose en deux parties :

- le mur avant qui comprend 48 détecteurs identiques rassemblés sur 4 couronnes centrées sur le trou de passage du faisceau.

- la boule arrière constituée de 7 couronnes concentriques représentant 92 détecteurs et d'une granularité croissante de l'avant vers l'arrière.

Lors de cette expérience, une feuille d'aluminium de 20 μm a été placée devant le mur avant afin de protéger le mieux possible ses détecteurs du bruit de fond dû aux électrons ; cela aura pour conséquence d'augmenter légèrement les seuils en énergie (chapitre III-4).

Le porte-cible est situé à un angle de 90° par rapport au faisceau, il a donc fortement diminué l'efficacité des détecteurs de la couronne 3 de la boule, située au même angle par rapport à l'axe du faisceau. Nous n'avons pas exploité les résultats de cette couronne, la statistique étant trop faible.

Figure II-1 : Vue d'ensemble d'AMPHORA (tirée de STM88)

Figure II-2 : Vue du mur avant (tirée de STM88)

2 - La mécanique

AMPHORA a été conçu afin de faciliter le montage et le démontage des détecteurs. Ainsi, le mur avant est placé sur un chariot mobile et peut être reculé par rapport à la boule.

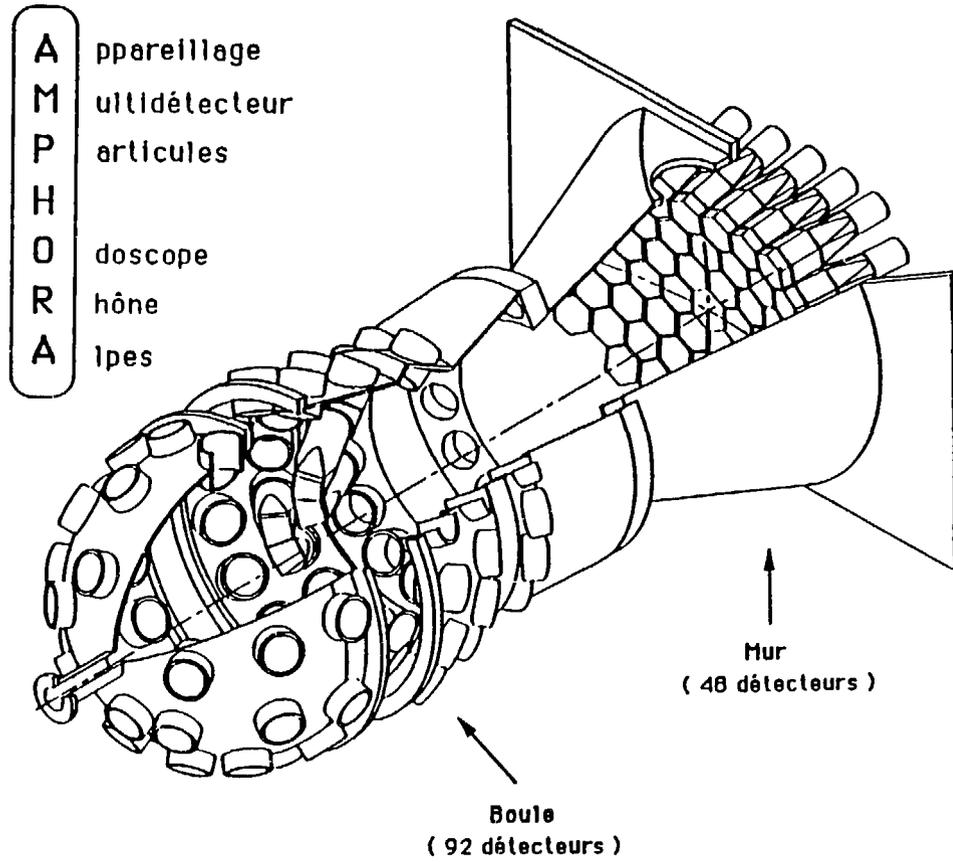
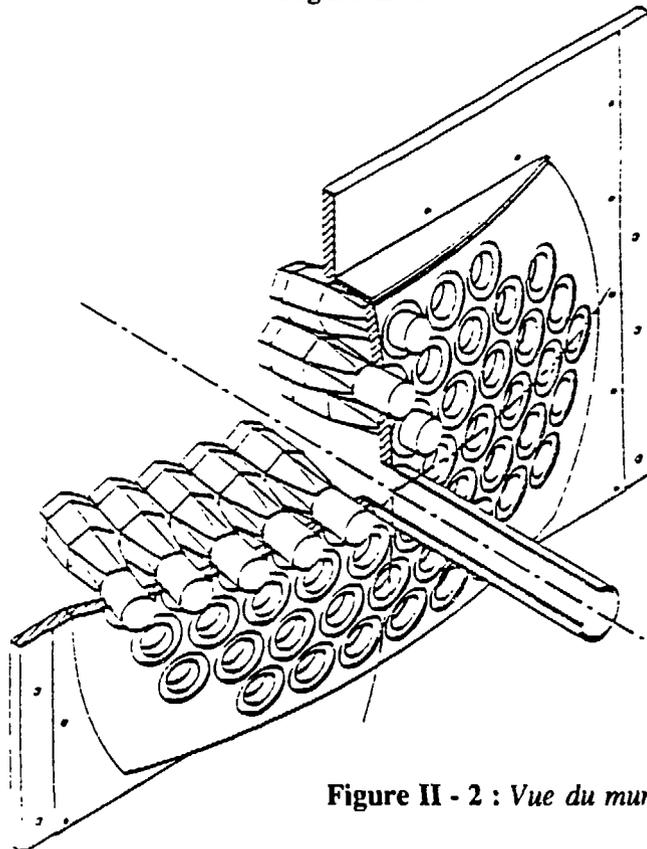


Figure II- 1



Cette dernière est composée d'un corps fixe comprenant les couronnes 4, 5, 6 et 7 et d'un corps mobile pouvant être reculé (couronnes 1, 2 et 3). Entre ces deux hémisphères est placé le porte-cible, dans le plan horizontal. Il peut recevoir trois cibles fixées à un support isolant et polarisées à ~ 20 kV afin de s'affranchir des électrons de la cible. Nous verrons au chapitre IV que ces électrons ont une contribution significative. Au cours de cette expérience, nous avons utilisé deux cibles : une cible d'Al d'épaisseur $260 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ et une cible d'Au d'épaisseur $300 \mu\text{g}/\text{cm}^2$.

Le tableau 1 présente un descriptif du nombre de détecteurs par couronne, de la distance entre la cible et le détecteur, de l'angle que fait ce dernier avec la direction du faisceau et de l'angle solide.

	BOULE							MUR
Numéro de couronne	1	2	3	4	5	6	7	1 à 4
Nombre de détecteurs	7	11	14	15	15	15	15	48
Distance cible (cm)	12.1	13.1	15	17.2	21.1	29	42.9	140
Angle θ moyen (degrés)	148	116	90	65	46	31	20	2 à 14
$\Delta\theta$ (degrés)	32.6	29	25	22	18	13	8.8	4
$\Delta\phi$ (degrés)	51	33	26	24	24	24	24	
Angle solide (% de 4π)	1.09	1.719	1.344	0.959	0.681	0.359	0.164	0.04
Angle solide total (% de 4π)	7.63	18.91	18.82	14.38	10.21	5.38	2.46	1.92

Tableau 1 : Caractéristiques du multidétecteur AMPHORA

3 - Les modules de détection

Un module élémentaire d'AMPHORA est un scintillateur d'iodure de césium dopé au thallium, CsI(Tl) (figure II-3). Le scintillateur est couplé à un guide de lumière et à un photomultiplicateur dont la base est transistorisée en bout de chaîne. Les collages CsI/guide de lumière et guide/photomultiplicateur sont respectivement assurés par une graisse et une gomme optique. Le CsI(Tl) est maintenu accolé au guide de lumière grâce à

une gaine thermorétractable entourant le CsI. Le scintillateur d'iodure de césium permet une bonne identification des particules de charge $Z=1$ et $Z=2$.

Dans la référence (ALA86), les auteurs montraient qu'en ajoutant une feuille mince de plastique rapide de type Ne102A devant le scintillateur CsI(Tl), il était possible d'identifier très proprement les fragments lourds, jusqu'au moins $Z=15$. Le détecteur fonctionne alors en mode phoswich, et il faut adapter les portes permettant le codage en temps de l'impulsion électrique de manière à distinguer les deux composantes rapides dues au plastique rapide d'une part, et au CsI d'autre part. Cette possibilité d'identifier simultanément les particules légères et les ions lourds est un atout essentiel d'AMPHORA et est à l'origine de notre choix de ce multidétecteur pour réaliser l'expérience.

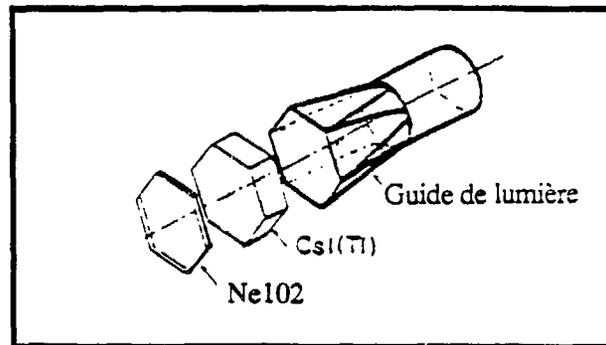


Figure II-3 : Module élémentaire d'AMPHORA

Les détecteurs d'AMPHORA sont de formes géométriques différentes selon qu'ils se trouvent sur le mur (forme hexagonale) ou sur la boule (forme trapézoïdale). Ceci limite les zones mortes et donc fournit une efficacité de détection la meilleure possible. Les tailles des détecteurs sont également variables, afin d'obtenir un taux de comptage uniforme sur tout le multidétecteur. Les épaisseurs des CsI(Tl) ont été calculées en fonction de leur position par rapport à la cible (voir chapitre III, tableau 2).

Configuration particulière à notre expérience

Dans cette expérience, nous travaillons en cinématique inverse : le projectile de calcium est plus massif que la cible d'aluminium, ce qui a pour conséquence de favoriser l'émission des fragments vers l'avant. La partie d'AMPHORA la plus sollicitée sera de ce fait le mur et les trois couronnes de la boule les plus en avant (5 à 7). Ceci représente une couverture angulaire par rapport à l'axe du faisceau de 55° .

Nous avons donc entrepris de démonter puis d'équiper tous les détecteurs d'AMPHORA jusqu'à 55° dans le référentiel du laboratoire d'une feuille mince de plastique rapide (Épaisseur des plastiques : 200 μm pour le mur et les couronnes 6 et 7 de la boule, 100 μm pour la couronne 5 de la boule, avec une inhomogénéité d'épaisseur moyenne pour chaque détecteur de $\pm 10\%$ et une différence d'épaisseur d'un détecteur à l'autre de $\pm 10\%$). Nous avons donc démonté complètement chacun des modules et effectué les modifications nécessaires à l'expérience. Nous avons procédé à l'assemblage CsI/guide de lumière, et l'avons enveloppé de teflon afin d'éviter les pertes de lumière. Le plastique rapide a alors été soigneusement collé sur la face avant du cristal de CsI, laquelle a été recouverte par une fine feuille de Mylar aluminisé (6 μm), afin d'optimiser son efficacité de collection. Enfin, après collage du guide de lumière au photomultiplicateur, nous avons remis en place les détecteurs sur AMPHORA et avons reconnecté l'électronique.

Lors d'essais effectués en octobre 1988, nous avons équipé les détecteurs CsI(Tl) de la couronne 3 du mur de scintillateurs plastiques et les résultats obtenus étaient tout à fait encourageants quant à l'identification des fragments lourds. En cours d'expérience et ensuite lors de l'analyse des données, nous nous sommes aperçus que cette identification était inégale d'un détecteur à l'autre, et que pour près de la moitié des détecteurs équipés d'un plastique, il était difficile de discriminer les ions de charge supérieure à 10. Ceci est principalement dû à l'inhomogénéité en épaisseur des plastiques rapides qui nous ont été livrés. Nous reviendrons sur ce problème au chapitre III.

Les figures II-4 à II-7 présentent les spectres CsI et CsI+plastique rapide de deux détecteurs, à 25 MeV/A.

Pour la calibration en énergie des particules, nous avons placé une jonction Silicium devant un détecteur de chacune des couronnes du mur et de la boule avant (chapitre III). Sur le mur, nous avons dû placer un support mécanique pour ces détecteurs, lequel masque partiellement les détecteurs de la couronne 1 du mur située à 4° par rapport au faisceau. Cet effet, lié au trou de passage du faisceau à 2°, fait que les particules et fragments lourds émis dans un cône d'ouverture 4° par rapport au faisceau ne pourront être détectés.

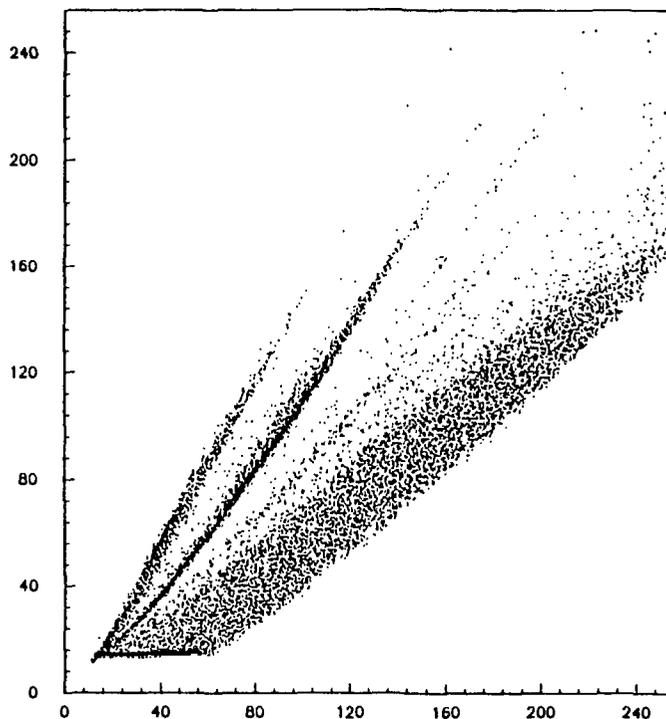


Figure II-4 : *Spectre CsI d'un détecteur de la couronne 1 du mur ($\theta=4^\circ$), à 25 MeV/A*

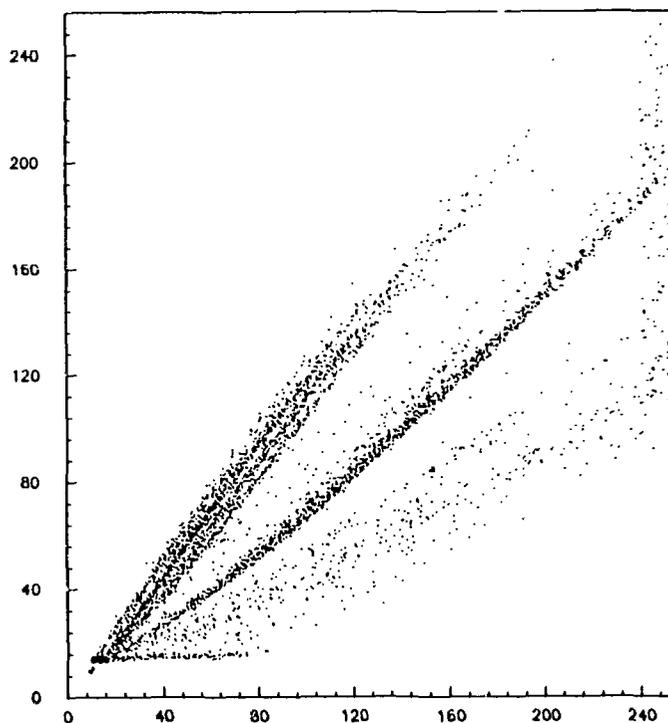


Figure II-5 : *Spectre CsI d'un détecteur de la couronne 7 de la boule ($\theta=20^\circ$), à 25 MeV/A*

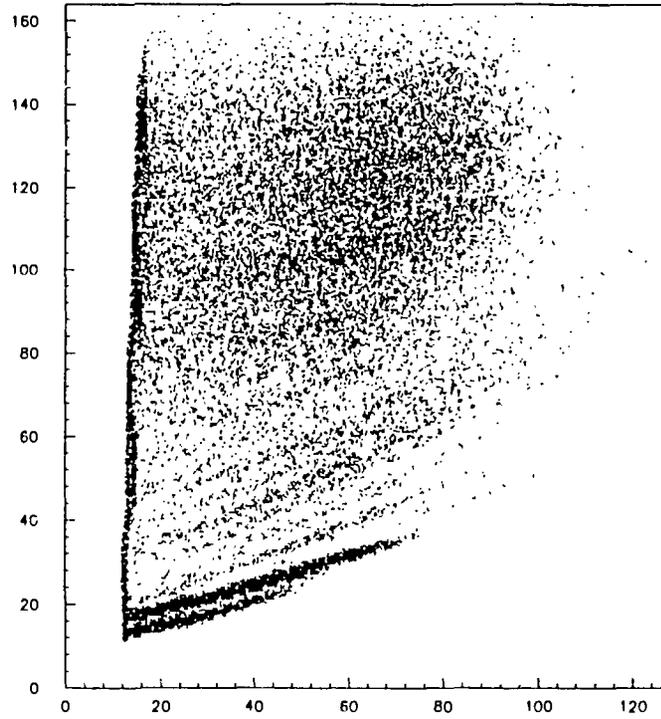


Figure II-6 : Spectre CsI + plastique d'un détecteur de la couronne 1 du mur ($\theta=4^\circ$), à 25 MeV/A

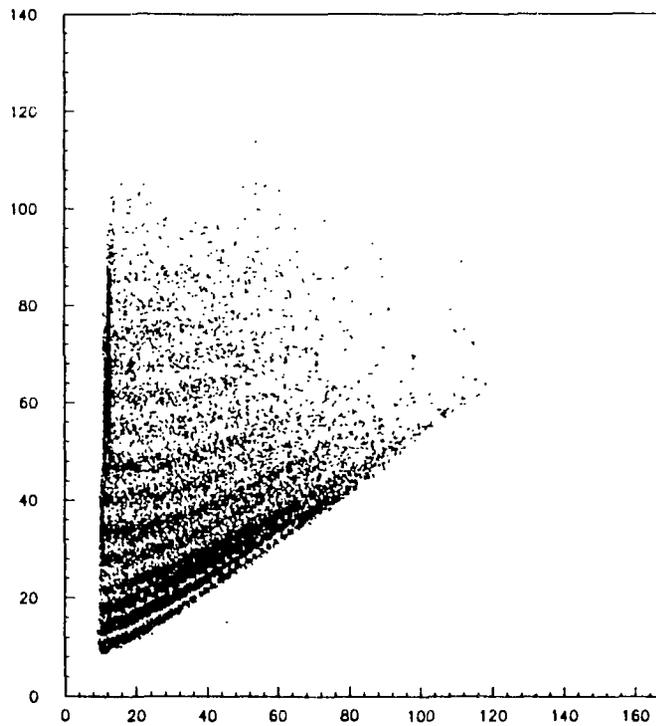


Figure II-7 : Spectre CsI + plastique d'un détecteur de la couronne 7 de la boule ($\theta=20^\circ$), à 25 MeV/A

Pour les détecteurs du mur et de la couronne 7 de la boule (entre 4 et 24° dans le référentiel du laboratoire) nous disposons également d'une information en temps : le temps de vol des particules collectées par ces détecteurs a été enregistré (modules TDC). Cette information sera essentiellement utilisée pour contrôler le taux de fortuites.

4 - Identification des particules chargées (Z=1 et Z=2)

Le pouvoir d'identification du scintillateur à iodure de césium est dû à la forme de l'impulsion lumineuse produite, laquelle dépend de la nature et de l'énergie de la particule ionisante (STO58). En effet, le CsI(Tl) est un scintillateur inorganique dont la fluorescence est bien décrite par une décroissance lumineuse avec deux constantes de temps.

Sa loi de décroissance lumineuse peut se mettre sous la forme (KES69) :

$$L(t) = A \cdot \exp(-t / \tau_1) + B \cdot \exp(-t / \tau_2)$$

A et B : variables sensibles à la densité d'ionisation de la particule

τ_1 : constante de décroissance lumineuse dont la variation est inversement proportionnelle au pouvoir ionisant.

τ_2 : constante qui dépend peu de la nature et de l'énergie de la particule.

Le signal lumineux produit par une particule arrivant dans un détecteur CsI(Tl) est ainsi intégré par des codeurs de charge pendant deux intervalles de temps (voir paragraphe 6).

La séparation des particules est obtenue grâce à une représentation biparamétrique des quantités de charge de l'impulsion prise à deux instants différents.

L'identification des particules chargées de $Z \geq 3$ est réalisée en utilisant les deux scintillateurs rapide (plastique de type Ne102) et lent (CsI(Tl)) en mode phoswich. Le scintillateur plastique est caractérisé par une constante de temps et le principe de séparation est identique à celui utilisé pour le CsI(Tl) seul.

5 - Contrôle de la stabilité des gains des photomultiplicateurs

Au cours d'une expérience de physique, des dérives électroniques et de gain des photomultiplicateurs collectant et amplifiant la lumière peuvent intervenir. Le contrôle de la stabilité des gains des photomultiplicateurs est donc nécessaire et est effectué à l'aide d'un générateur d'impulsions laser (Figure II-8, tirée de la référence STA89).

Le principe de la méthode est simple. Un laser à azote produit un faisceau pulsé de longueur d'onde 335 nm. Il est envoyé sur deux scintillateurs, un CsI(Tl) et un plastique rapide NE110, afin de les faire scintiller. Ces fluorescences délivrent des impulsions lumineuses transportées par des fibres optiques dans les guides de lumière des détecteurs.

Une fibre optique est placée devant un détecteur à jonction silicium, de même qu'une source de particules alphas d'énergie connue, laquelle permet de contrôler la stabilité de la jonction silicium.

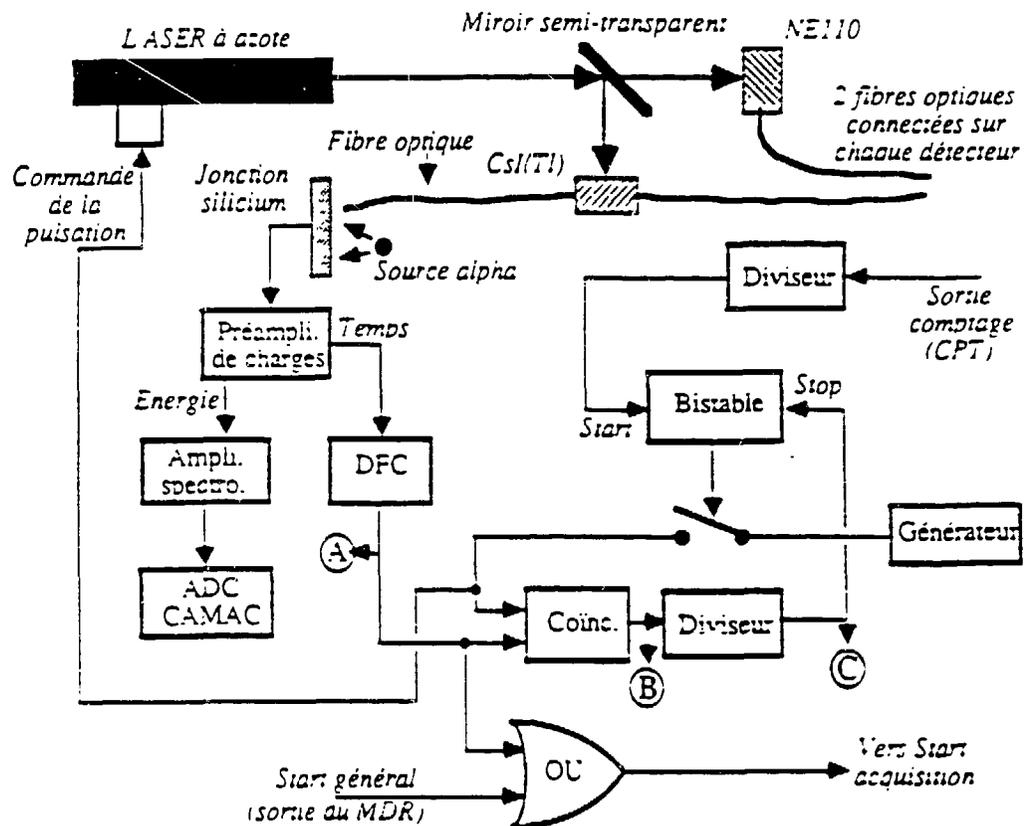


Figure II-8 : Contrôle des gains des photomultiplicateurs

Tous les 10 000 événements, une séquence de 10 impulsions laser larges de 5ns est envoyée à tous les détecteurs ainsi qu'à la jonction Si de référence. Toute déviation du gain d'un photomultiplicateur est déduite du rapport entre le signal du photomultiplicateur et de la jonction Si. Lors de l'expérience, nous enverrons régulièrement un signal laser sur chacun des détecteurs, signal facilement identifiable ensuite sur les spectres des CsI.

6 - L'électronique associée

Nous avons vu précédemment qu'AMPHORA est un appareillage complexe en raison du grand nombre de détecteurs qui le composent. Pour cette raison, il était nécessaire d'automatiser au maximum les réglages électroniques.

Un ensemble électronique très compact a ainsi été élaboré pour permettre aux utilisateurs une compréhension facile et rapide des places des modules et des connexions entre les différentes fonctions (STA89).

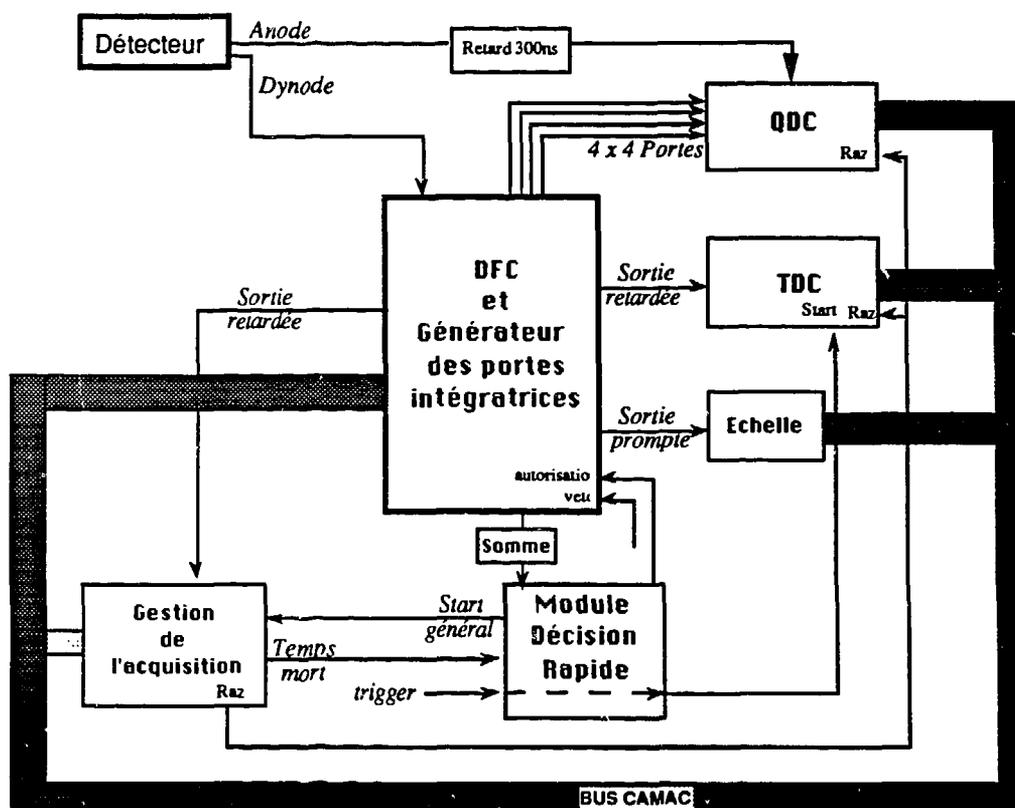


Figure II-9 : Schéma électronique

Description du montage :

La prise de temps est effectuée à partir du signal dynode des détecteurs. Elle est ensuite envoyée dans un discriminateur à fraction constante (DFC). Le discriminateur à fraction constante teste si le détecteur a été touché et délivre plusieurs signaux :

- 4 portes intégratrices ECL qui sont envoyées dans un codeur de charge (QDC) et servent à l'intégration du signal anode préalablement atténué et retardé. Nous donnons sur la figure II-10 le chronogramme des portes utilisées lors de cette expérience. La porte P1 permet d'intégrer la partie du signal due au scintillateur plastique rapide, tandis que les trois autres portes sont plus particulièrement liées au signal du CsI(Tl). Ainsi, les spectres des figures II-4 et II-5 correspondent aux composantes du signal intégrées par P4 (abscisse) et P2 (ordonnée), tandis que ceux des figures II-6 et II-7 correspondent à P3 et P1.

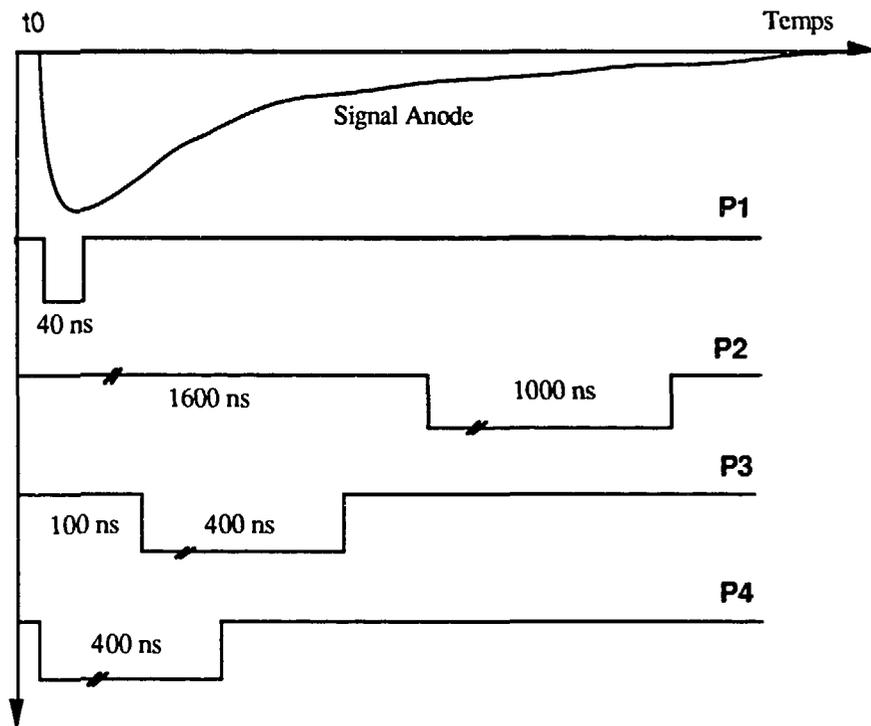


Figure II-10 : Chronogramme des portes intégratrices

- une sortie multiplicité partielle correspondant au nombre de voies touchées dans le DFC (1 voie = 1 détecteur).

- une sortie prompte NIM envoyée vers une échelle de comptage connectée au bus CAMAC.

- une sortie NIM, retardée de 270 ns, "start" destinée au module de gestion de l'acquisition.

- une sortie retardée de 270 ns envoyée vers une entrée Stop du codeur de temps (TDC).

Le codeur de charge (QDC) à 16 voies réalise la mesure des charges contenues dans les intervalles de temps définis par les portes intégratrices et les code sur 12 bits. La largeur et le retard des portes intégratrices sont variables et programmables par le bus CAMAC.

La mesure des temps est effectuée par des convertisseurs temps-amplitude (TDC) 16 bits à 8 voies.

7 - Acquisition des données

Le système d'acquisition des données est un ensemble de multiprocesseurs (Motorola 68000) reliés par bus VME (Figure II-11, tirée de la référence STM88).

L'électronique de l'acquisition est pilotée par un module CAMAC connecté au bus VME par l'intermédiaire d'un contrôleur de branche au standard VME.

Le système d'acquisition assure différentes fonctions grâce aux modules suivants :

- un processeur d'acquisition lit les paramètres dans les modules CAMAC (QDC, TDC, configurateurs, détecteurs d'empilements), il construit l'événement et l'écrit ensuite dans un buffer de 128 kb. Il génère également tous les spectres monodimensionnels et bidimensionnels dans une mémoire 4 Mb.

- un processeur d'enregistrement des données lit le buffer événement et l'écrit sur bande magnétique.

- un processeur de contrôle lit le buffer événement, génère et affiche en ligne les spectres à 1 ou 2 dimensions demandés par l'utilisateur.

- un processeur de calcul génère les spectres du programme de l'utilisateur.

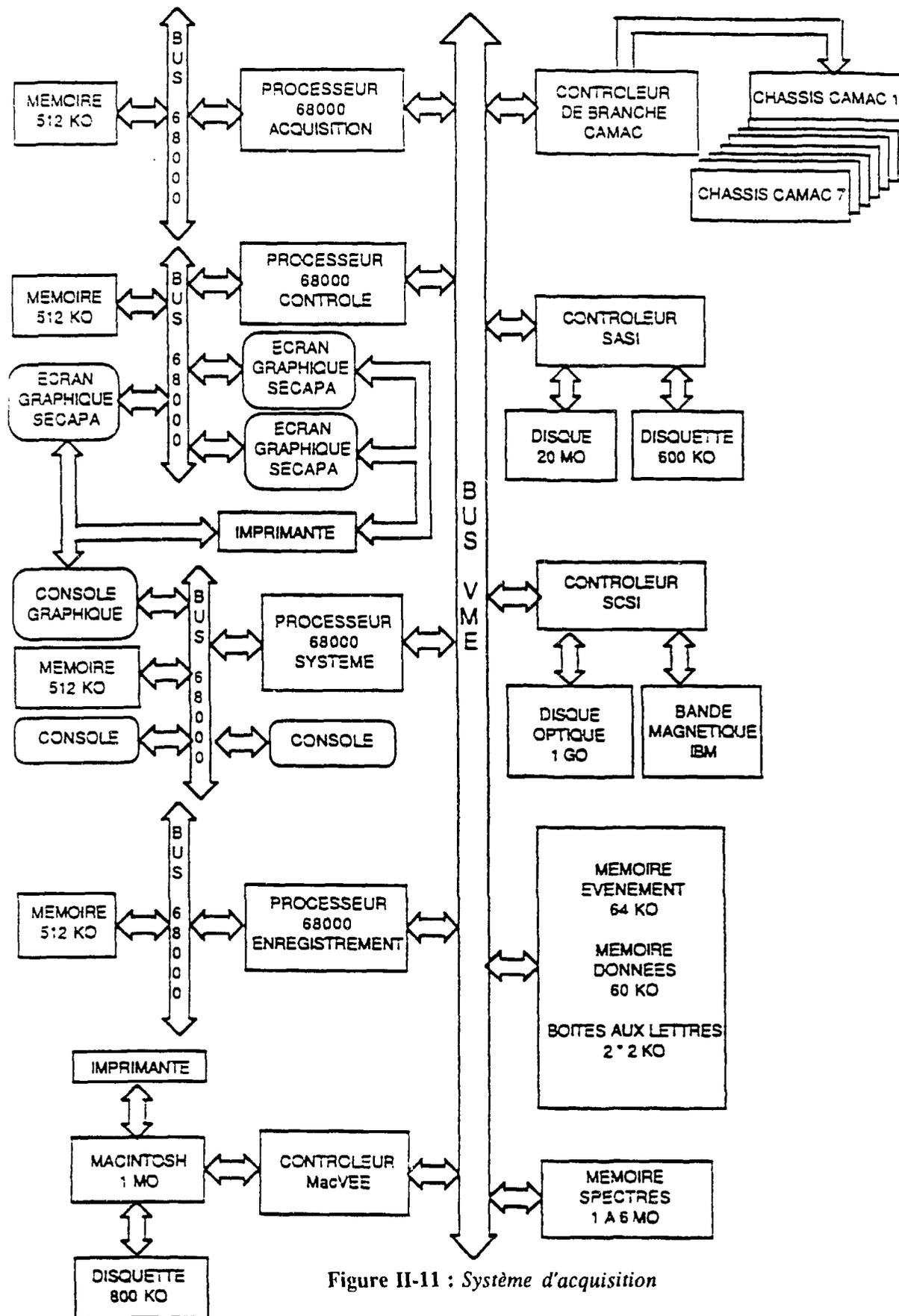


Figure II-11 : Système d'acquisition

CHAPITRE III :

Identification des charges et étalonnage des détecteurs

III - Identification des charges et étalonnage des détecteurs

Cette première phase de l'analyse des données est très importante puisqu'elle consiste en l'identification des particules détectées et l'étalonnage en énergie des détecteurs.

Nous disposions d'un ensemble de 138 détecteurs, 92 sur la boule et 46 sur le mur. Parmi ces détecteurs, 25 ont mal fonctionné durant l'expérience (soit 17 % de tous les détecteurs), dont les 14 détecteurs de la couronne 3 de la boule qui étaient masqués par le porte-cible.

1 - Identification des charges

Les spectres des détecteurs CsI nous ont permis de séparer très proprement les particules de charge 1 et 2. Nous n'avons pas fait de distinction en masse sur les particules de charge 1 : protons, deutons, tritons. En effet, il était parfois difficile de distinguer ces trois particules, notamment sur les détecteurs du mur. Nous reviendrons sur ce problème lors de la transformation des spectres en énergie en spectres en vitesse (Chapitre VI).

L'association du CsI et du plastique rapide devait permettre d'identifier les fragments lourds (charge supérieure ou égale à 3), jusque $Z=20$. En raison de la mauvaise qualité des plastiques, nous avons dû utiliser un programme d'ajustage automatique des contours pour les charges supérieures à 2 (DES91).

Le principe de ce programme est simple : on donne au programme deux points de départ correspondants aux seuils du détecteur pour les particules de $Z=1$ et $Z=2$. Le programme fournit alors un jeu de courbes (20 courbes pour les détecteurs du mur, 15 pour les détecteurs de la boule) qu'il superpose au spectre CsI+scintillateur rapide et dont les deux premières courbes sont ajustées sur les lignes de $Z=1$ et $Z=2$. On place ensuite les points de départ des contours sur les seuils en énergie de chacune des charges, et en jouant sur la courbure, l'inclinaison des lignes de Z à haute énergie, l'espacement entre les courbes, on fait coïncider les courbes de contours et les lignes de Z physiques.

Cette opération est aisée pour les charges 1 à 10, la ligne plus intense des $Z=6$ constitue un repère important. En revanche, ainsi que nous le mentionnions au chapitre II, il est parfois difficile de distinguer les différentes lignes au-delà de $Z=10$. La

procédure est alors la suivante : les contours des charges 1 à 10 fournissent une allure globale de l'ensemble des contours, nous ajustons ensuite ceux des charges supérieures à 10 en fonction de la forme du spectre et de manière à ce que le jeu de courbes couvre bien tout le spectre. Ensuite, nous plaçons cet ensemble de courbes sur le spectre obtenu lorsque le projectile de Ca est diffusé élastiquement sur une cible d'Au (cette diffusion est observable pour les détecteurs des couronnes 1 à 3 du mur, situés à un angle inférieur à 12° par rapport au faisceau). Le contour de $Z=20$ doit alors coïncider avec les événements caractéristiques de la diffusion élastique. C'est ce qui est observé sur la majorité des détecteurs, résultat qui nous conforte sur la qualité de la méthode de pose automatique de contours. Lorsque ce n'est pas le cas, on réajuste en conséquence les contours des charges les plus élevées. Cette vérification ne peut pas être faite pour la couronne 4 du mur, ni pour les détecteurs de la boule. Dans le cas de ces derniers toutefois, les spectres ne s'étendent guère au-delà de la charge 15; on peut donc raisonnablement estimer que si les contours des charges 1 à 10 sont bien posés, l'erreur faite sur les charges supérieures est faible.

La distinction des charges supérieures à 10 nous a posé un problème lors de la première analyse des résultats. Toutefois, grâce au programme de pose automatique de contours et à l'attention particulière que nous avons apportée à cette procédure, nous pouvons estimer que l'erreur maximale sur l'identification en charge est de ± 1 unité et concerne les charges supérieures à 10.

Cette procédure d'identification longue et difficile, ne nous a pas permis d'étalonner en énergie les détecteurs pour les ions lourds. Cette limitation aura des répercussions sur l'analyse des données, et ne nous permettra pas d'utiliser les critères de sélection des collisions centrales développés dans les références (HAG89, PET90).

2 - Etalonnage en énergie des particules de $Z=1$ et $Z=2$

2-1 - Dispositif expérimental

Afin d'étalonner en énergie nos détecteurs, nous avons placé une jonction de silicium de $50 \mu\text{m}$ devant un détecteur de chacune des couronnes 1, 2, 3, 4 du mur et 5, 6, 7 de la boule. De plus, deux jonctions silicium de 50 et $1000 \mu\text{m}$ étaient placées devant un second détecteur de la couronne 2 du mur afin de permettre une calibration en $E-\Delta E$. Toutes nos données ont été enregistrées dans cette configuration.

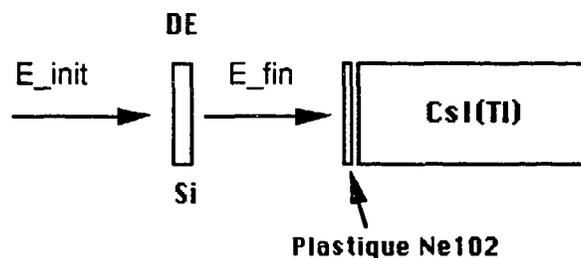
En fin d'expérience, nous avons remplacé toutes les jonctions silicium d'épaisseur 50 μm par des jonctions Si de 300 μm . Nous avons enregistré une bande de données à 25 MeV/A dans cette configuration. Une source de thoron (Th-C) délivrant des particules alphas avec deux énergies caractéristiques 6.05 et 8.78 MeV a ensuite été placée à l'intérieur du multidétecteur et les informations correspondantes ont été enregistrées.

2.2 - Etalonnage des détecteurs ayant une jonction silicium

Nous avons tout d'abord construit les spectres enregistrés lorsque la source de thoron était dans AMPHORA. Ces spectres, fournissant le nombre de coups en fonction du numéro de canal, présentent deux pics correspondant aux deux énergies des particules alphas émises par la source de thoron. On en déduit alors la relation permettant de convertir le numéro du canal touché dans le Si en énergie de la particule incidente. Les jonctions Si d'épaisseur 300 μm ont ainsi été calibrées en énergie.

Avec les données enregistrées avec les jonctions de 300 μm et le faisceau de calcium à 25 MeV/A, nous avons tracé les courbes représentant la perte d'énergie dans le Si en fonction du numéro du canal du détecteur CsI(Tl) touché et ce pour chacun des détecteurs ayant une jonction Si. La composante du CsI utilisée pour la calibration est la composante lente (porte intégratrice P2, voir figure II-10).

A l'aide d'un programme de calcul de la perte d'énergie d'un proton et d'un alpha dans une jonction silicium d'épaisseur 300 μm (HUB80), on détermine l'énergie E_{init} de la particule à l'entrée du silicium et son énergie E_{fin} à la sortie. Cette énergie E_{fin} est l'énergie à l'entrée du détecteur CsI(Tl) + Plastique rapide.



Pour chacune des couronnes 1, 2, 3, 4 du mur et 5, 6, 7 de la boule, nous obtenons un étalonnage en énergie pour un détecteur.

3 - Etalonnage des autres détecteurs

3-1 - Détecteurs du mur et des couronnes 5, 6, 7 de la boule

A cette phase de l'étalonnage, un détecteur de chacune des couronnes (celui devant lequel avait été placée une jonction silicium) possède un étalonnage en énergie. Or sur une même couronne, tous les détecteurs sont identiques (même angle par rapport au faisceau, même angle solide....); seule leur position sur la couronne est différente (angle ϕ).

On trace alors pour tous les détecteurs de la couronne le spectre donnant le nombre de coups en fonction du numéro de canal pour les particules de $Z=1$ d'une part et de $Z=2$ d'autre part. On fait ensuite une recherche systématique des canaux correspondant au maximum du spectre et à 90, 80, 70, 60, 50, 40, 30, 20 et 10% de ce maximum. On procède de même pour le spectre en énergie du détecteur calibré.

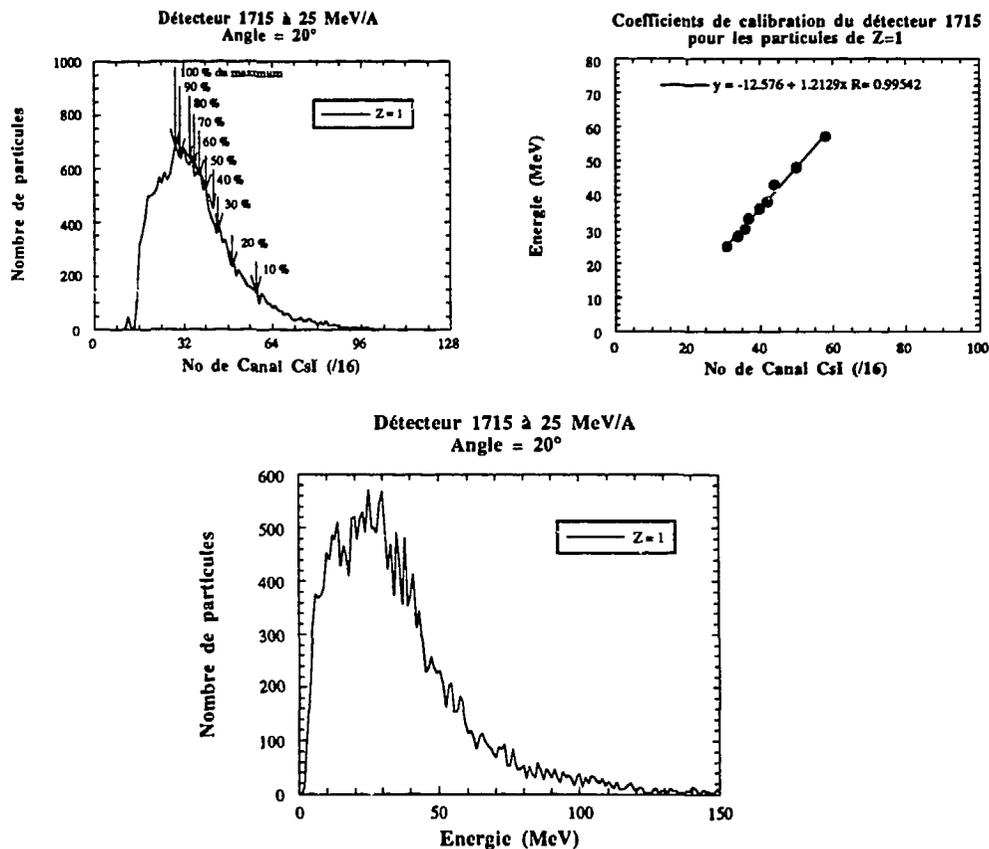


Figure III-1 : Les trois étapes de la calibration d'un détecteur, pour les particules de charge $Z=1$, à 25 MeV/A.

En considérant que sur une même couronne les spectres en énergie des détecteurs doivent être superposables (isotropie en φ), on obtient pour chaque détecteur une série de points (No de canal, Energie), les valeurs des énergies étant fournies par le détecteur ayant une jonction Si. Après ajustement des paramètres pour avoir une bonne superposition des spectres en énergie, on en déduit, pour chaque détecteur de la couronne, une relation du type :

$$\text{Energie} = A \times \text{No de canal} + B$$

Nous présentons sur la figure III-2 les spectres en énergie à 25 MeV/A des particules de charge 1 et 2 détectées à 4° (couronne 1 du mur avant) et à 20° (couronne 7 de la Boule) dans le référentiel du laboratoire.

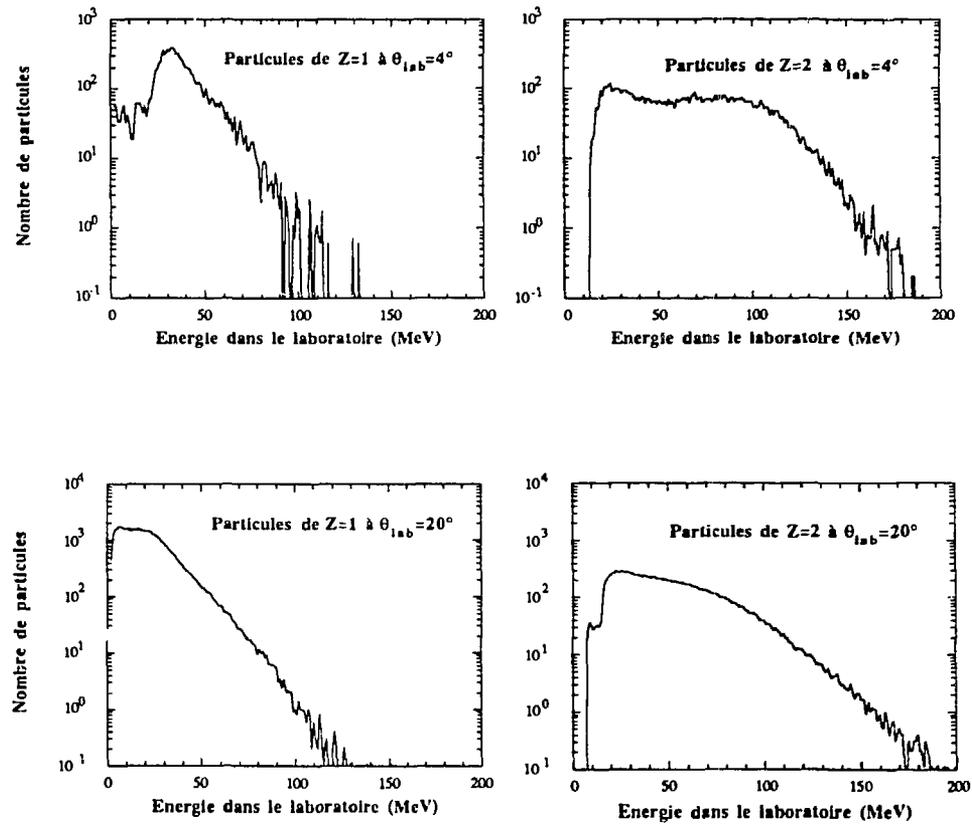


Figure III-2 : Spectres en énergie à 25 MeV/A, à 4 et 20° , dans le référentiel du laboratoire.

3-2 - Détecteurs des couronnes 1 à 4 de la boule

Dans cette expérience, nous étions dans une configuration de cinématique inverse (le projectile est plus lourd que la cible). Les couronnes situées vers l'arrière ont donc une statistique faible.

Les résultats de la couronne 3 de la boule n'ont pu être exploités. En effet, cette couronne se trouvant à 90° par rapport au faisceau est de ce fait masquée par le porte-cible.

Les couronnes 1, 2 et 4 ont été étalonnées par continuité par rapport aux autres couronnes de la boule. On a vérifié que l'énergie maximale des particules diminuait régulièrement au fur et à mesure que l'angle du détecteur par rapport au faisceau augmente. Pour ces trois couronnes, nous avons étalonné les détecteurs pour les particules de charge 1; la statistique pour les particules de charge 2 dans les détecteurs des couronnes 2 et 3 de la boule était trop faible pour permettre un étalonnage en énergie. On disposait également de plusieurs points de référence :

- Seuils en énergie des détecteurs
- Energies d'arrêt des $Z = 1$ et $Z = 2$ dans le CsI(Tl) (voir tableau 2)

4 - Vérification de l'étalonnage

Différentes données nous ont permis de vérifier la validité de cet étalonnage en énergie :

- A basse énergie, les énergies correspondant à l'arrêt des protons et des alphas dans le plastique rapide sont aisément calculables (Tableau 1).

Charge de la particule	Energie d'arrêt dans un plastique d'épaisseur 200 μm (MeV)	Energie d'arrêt dans un plastique d'épaisseur 100 μm (MeV)
$Z = 1$	3.6	2.4
$Z = 2$	14.4	9.4

Tableau 1 : Energies d'arrêt des particules de charges 1 et 2 dans les scintillateurs de plastique rapide.

- A haute énergie, on connaît l'énergie d'arrêt des protons et des alphas dans le CsI(Tl), (Tableau 2).

	Boule 1	Boule 2	Boule 3	Boule 4	Boule 5	Boule 6	Boule 7	Mur
épaisseur du CsI (en mm)	10	12.5	15	17.5	20	22.5	25	30
Z = 1	50.5	57.5	63.5	69.5	75.5	80.5	85.5	95.5
Z = 2	212	241	269	293	313	335	359	401

Tableau 2 : Energies d'arrêt (MeV) des particules de charges 1 et 2 selon leur position sur le multidétecteur (à chaque couronne correspond une épaisseur de CsI(Tl)).

Ces points nous confirment que notre étalonnage est correct, avec une erreur maximale d'environ 8%. De plus, nous avons pu constater que, pour différents angles et avec un système physique comparable (Ar + Al), nos spectres en énergies sont tout à fait comparables à ceux obtenus lors de l'expérience de la référence (CUS91). Les seuils en énergies de nos détecteurs sont ≈ 4 MeV pour les Z = 1 et ≈ 14 MeV pour Z = 2.

CHAPITRE IV :

Présentation générale des résultats à 35 MeV/A

IV - Présentation générale des résultats à 35 MeV/A

Avant d'aborder l'étude spécifique des événements associés aux noyaux les plus chauds, nous présentons l'ensemble des résultats expérimentaux obtenus aux deux énergies : 25 et 35 MeV/A. L'objectif de cette étude est :

- 1) vérifier le bon fonctionnement et l'efficacité du multidétecteur AMPHORA
- 2) vérifier notre compréhension globale des différents mécanismes observés
- 3) extraire les différentes observables qui nous permettront de sélectionner les collisions les plus violentes produisant les noyaux les plus chauds.

Cette analyse générale nécessite le choix d'une configuration d'acquisition qui induise le minimum de "biais" par rapport aux données enregistrées. C'est le cas lorsqu'aucune condition sur la multiplicité n'est imposée, ce qui a été réalisé à 35 MeV/A. C'est donc à cette énergie que nous effectuerons cette première analyse. Le chapitre suivant montrera les différences existant entre cette énergie et 25 MeV/A.

Dans ce chapitre, nous nous concentrerons sur l'étude des trois variables globales les plus facilement accessibles grâce à AMPHORA : la multiplicité de particules légères ($Z=1$ et 2) et d'ions lourds ($Z \geq 3$), la charge totale détectée et la distribution des charges. Nous discuterons tout d'abord de la normalisation sur les sections efficaces que nous avons été amenés à appliquer et de la correction d'efficacité à apporter pour tenir compte des détecteurs défectueux. Après une brève étude de la multiplicité de particules et fragments, nous aborderons l'étude de la charge totale qui nous permettra de vérifier l'efficacité du détecteur. Nous présenterons ensuite l'évolution de la distribution des charges en fonction de la multiplicité de particules légères.

Normalisation des sections efficaces

En raison de problèmes liés très certainement à l'imprécision de la mesure de la quantité de faisceau incident dans la cage de Faraday, les sections efficaces que nous avons obtenues excèdent de 60% la section efficace calculée à l'aide du modèle optique (≈ 2.9 barn à 25 et 35 MeV/A). A cause des seuils angulaires ($\theta > 4^\circ$), il n'a pas été

possible de corriger la cage de Faraday en réalisant une normalisation à partir de la diffusion élastique du Ca sur l'Au (angle d'effleurement pour ce système à 35 MeV/A \approx 7.8°). Pour extraire les valeurs absolues de la section efficace, nous pouvons appliquer un facteur de normalisation arbitraire de manière à obtenir les valeurs publiées dans la référence (PET90). Afin de vérifier la validité de cette méthode, nous avons sélectionné une classe d'événements où aucun ion lourd n'est détecté. Ces événements correspondent principalement à des collisions périphériques où le quasi-projectile est émis vers l'avant (angle d'effleurement \approx 1.5°) et est perdu dans le trou de passage de faisceau ou le support des siliciums (entre 0 et 4°). Nous avons ensuite comparé la section efficace de ces événements aux résultats de l'expérience de la référence (DAY86) concernant l'étude des collisions périphériques dans la réaction $^{40}\text{Ar}+^{27}\text{Al}$ à 44 MeV/A. Les études systématiques de collisions périphériques montrent que les caractéristiques des quasi-projectiles (énergie moyenne, distribution angulaire, section efficace) varient peu avec l'énergie incidente lorsque celle-ci est supérieure à 30 MeV/A. Nous avons donc extrapolé à 0° les distributions angulaires obtenues entre 2.5 et 15° et estimé la section efficace de production des fragments lourds ($Z \geq 3$) entre 0 et 4° ($\sigma \approx 810$ mb). Cette valeur nous fournit un facteur de conversion entre la section efficace et le nombre d'événements où aucun fragment lourd n'est détecté. En appliquant ce facteur à toutes nos classes d'événements, nous avons obtenu des valeurs de sections efficaces en accord avec celle de (PET90). Cette étude nous a permis de vérifier qu'une normalisation de nos sections efficaces sur celles de la référence (PET90) pouvait être utilisée puisque la valeur qu'elle nous fournit pour la section efficace des collisions périphériques (780 mb) est en accord avec la valeur déduite de la référence (DAY86) (810 mb).

Un astérisque (*) indiquera cette normalisation sur les figures. Quand une correction d'efficacité aura été appliquée aux données, celle-ci sera également clairement indiquée sur les figures. En l'absence de ces indications, les figures représenteront les données "brutes" obtenues.

Correction d'efficacité

Nous avons mentionné au chapitre III qu'un certain nombre de détecteurs n'avait pas ou mal fonctionné au cours de l'expérience. Or la compréhension des phénomènes physiques passe par une bonne reconstitution des événements. Il nous faut donc tenir compte dans notre analyse de l'inefficacité due aux détecteurs défectueux et corriger nos résultats en fonction de celle-ci.

Pour les particules légères, une correction d'efficacité géométrique peut être facilement effectuée. Pour cela, nous avons dans un premier temps identifié les détecteurs ne fonctionnant pas, ce qui nous a permis de corriger, couronne par couronne, les efficacités.

La correction sur les noyaux lourds est plus délicate car leur nombre est très faible et une correction statistique serait inadaptée. On peut estimer la charge totale manquante dans un événement, mais il est très difficile de savoir si cette charge correspond à un ou plusieurs fragments lourds et, dans ce dernier cas, d'estimer leurs charges respectives. Pour toutes ces raisons, nous n'avons pas fait de correction sur les noyaux lourds.

Par souci de cohérence, aucune correction d'efficacité n'est effectuée sur les courbes de multiplicité et de distribution des charges : il est en effet difficile de réaliser une correction sur les particules légères, sans le faire pour les ions lourds. En revanche, la charge totale, variable globale qui est la somme sur un événement de toutes les charges des particules et fragments détectés, sera corrigée de l'efficacité du multidétecteur à détecter les particules de charges 1 et 2.

1 - Etude des multiplicités

Le grand intérêt du multidétecteur AMPHORA est de permettre de détecter de façon efficace les noyaux émis lors des réactions entre noyaux projectile et cible.

La multiplicité de particules est une observable qui semble caractériser la nature de la collision : plus celle-ci est violente, plus l'énergie déposée dans les noyaux est élevée et donc plus le nombre de particules nécessaires au refroidissement est grand. C'est donc une observable importante de notre analyse.

La figure IV-1 montre la distribution brute des multiplicités observées lors de la prise de données et la distribution obtenue après identification des particules et noyaux. Une différence significative est observée entre ces deux courbes : elle résulte de la sensibilité du multidétecteur à différentes sources de rayonnement "parasite" (neutrons, gammas, électrons...). Par la suite nous ne nous intéresserons qu'aux particules dont la charge est bien identifiée.

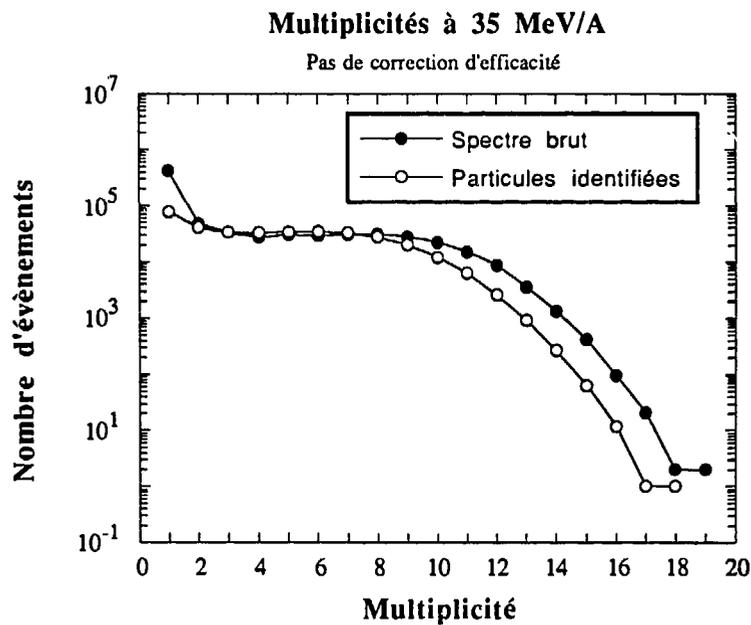


Figure IV-1 : Distributions de la multiplicité totale à 35 MeV/A avant (ronds pleins) et après (ronds vides) identification des charges.

La figure IV-2 montre la répartition de cette multiplicité pour les particules légères ($Z \leq 2$) et les noyaux lourds ($Z \geq 3$). La différence entre ces deux courbes est notable : alors que la multiplicité de particules légères s'étend au-delà de 10, la multiplicité des ions lourds est faible. De nombreux événements n'ont même aucun ion lourd; ce résultat est certainement dû aux limites d'efficacité du détecteur, ce que nous vérifierons au paragraphe 2.

La courbe de multiplicité totale montre qu'une partie de la section efficace (320 mb) correspond à des événements où l'on ne détecte qu'une particule légère ou un fragment lourd. Or la multiplicité minimale théoriquement observable est de 2 : le projectile et la cible, et concerne donc principalement les collisions périphériques. La détection d'un seul noyau composé, obtenu par fusion, est impossible en raison de la probabilité infinitésimale que celui-ci n'émette aucune particule légère chargée. Cependant, à des énergies aussi élevées que 35 MeV/A, l'angle d'effleurement est faible ($\approx 1.5^\circ$), ce qui implique que, pour le plus grand nombre de collisions élastiques ou quasi-élastiques, le

projectile est perdu dans les zones mortes du détecteur à l'avant ($<4^\circ$) et la cible n'est pas détectée en raison des seuils en énergie.

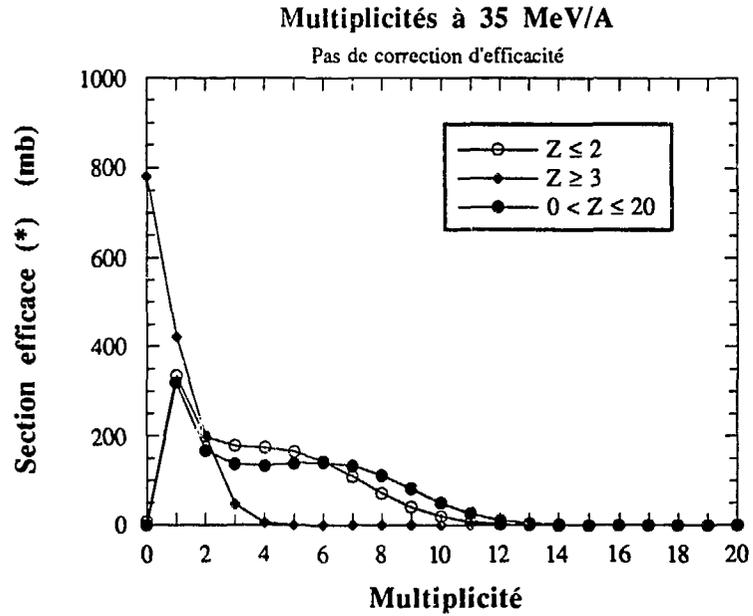


Figure IV-2 : Distributions des sections efficaces pour les différentes multiplicités à 35 MeV/A, multiplicité totale ($0 < Z \leq 20$), multiplicité de particules légères ($Z \leq 2$) et multiplicité de fragments lourds ($Z \geq 3$).

Ce problème de la multiplicité minimale observable est clairement montré sur la figure IV-3. Lorsqu'on regarde la répartition en charge des événements de multiplicité 1, on s'attend à détecter soit une quasi-cible ($Z \approx 13$), soit un quasi-projectile ($Z \approx 20$), le quasi-projectile et la quasi-cible respectivement associés n'étant pas détectés en raison des limitations précédemment mentionnées. En fait, on détecte principalement des particules légères, indiquant que seules les réactions périphériques suffisamment dissipatives pour permettre l'émission d'une particule légère peuvent donner lieu à la détection d'une multiplicité 1.

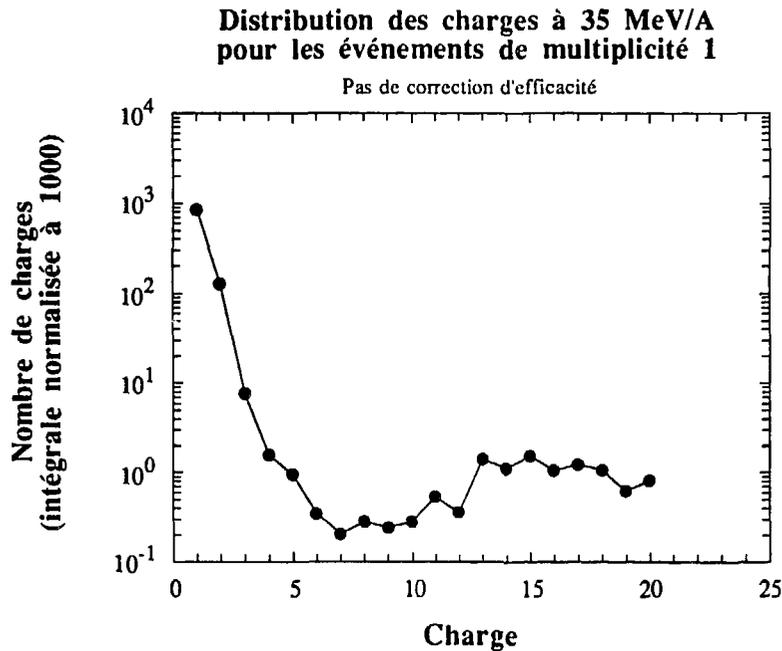


Figure IV-3 : *Distribution des charges à 35 MeV/A pour les événements où un seul détecteur est touché. La somme des charges est normalisée à 1000.*

2 - Etude de la distribution en charge totale

Nous nous sommes ensuite intéressés à la distribution de la charge totale des événements détectés (Figure IV-4). La charge totale disponible dans la réaction étant de 33 (20+13), cette figure montre les limites d'efficacité du détecteur, pour les ions lourds d'une part, ce qui entraîne une charge totale moyenne proche de 20, et pour la détection des particules légères d'autre part, lorsqu'on compare les courbes avec et sans correction d'efficacité. Cette correction sur la charge totale emportée par les particules légères modifie peu la distribution de la charge totale. Elle est surtout effective au-delà de la charge 20 où la correction correspond au maximum à 10% de la charge totale.

On remarque également que pour certains événements la charge totale est supérieure à 33. Ce résultat est très certainement lié à l'erreur faite sur l'identification des charges supérieures à 10 et se trouve quelque peu amplifié lorsque l'on effectue une correction d'efficacité sur la charge totale emportée par les particules légères. Toutefois ces événements ne représentent qu'une faible proportion de la section efficace totale, puisque dans le cas où ils sont les plus nombreux, c'est-à-dire lorsque la charge totale est corrigée, ils correspondent à 1% de la section efficace totale.

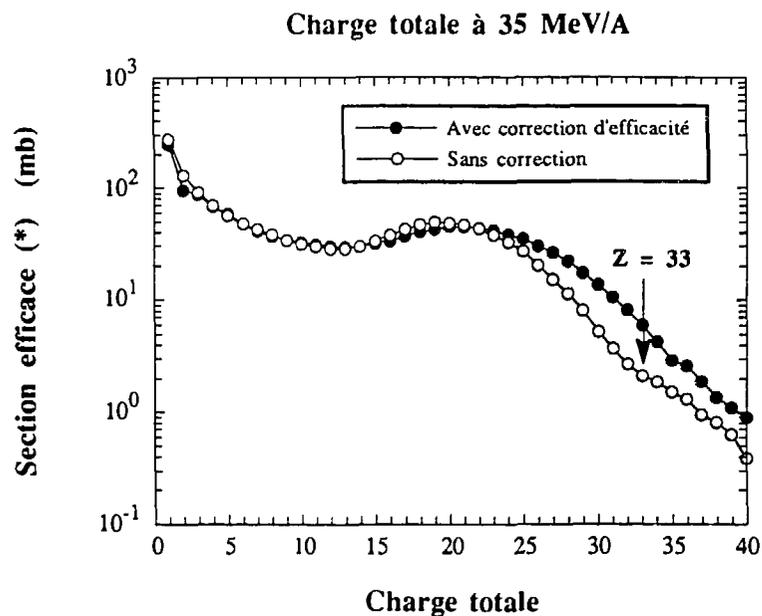


Figure IV-4 : Distributions de la charge totale à 35MeV/A, sans correction d'efficacité (ronds vides) et lorsqu'on corrige la charge totale emportée par les particules légères (ronds pleins)

Les figures IV-5 et 6 illustrent le problème de la collection des ions lourds. La figure IV-5 montre la répartition de la charge totale pour de faibles multiplicités de particules légères et pour des multiplicités supérieures à 8. La courbe correspondant aux faibles multiplicités présente une charge totale moyenne proche de 15, ce qui montre clairement les limitations d'AMPHORA pour la détection des réactions les plus périphériques, dans le cadre de cette expérience. En revanche, le multidétecteur se révèle très efficace à reconstituer les événements où la multiplicité de particules légères est supérieure à 8 (collisions centrales, principalement), puisque la charge totale moyenne est égale à 24. La courbe de la charge totale reconstituée lorsque plus de 8 particules de charges 1 et 2 sont détectées présente une structure à deux "bosses", preuve qu'un ou plusieurs ions lourds n'ont pas été détectés. Cette structure disparaît lorsqu'on requiert qu'au moins un ion lourd ($Z \geq 3$) ait été détecté, et la charge totale moyenne est alors égale à 27.

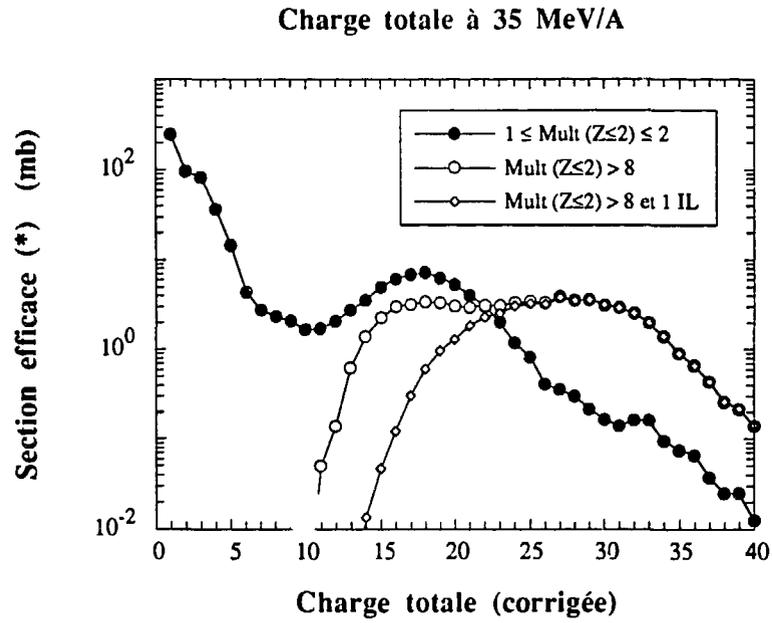


Figure IV-5 : Charge totale à 35 MeV/A, en fonction de la multiplicité de particules légères : égale à 1 ou 2 (ronds pleins), supérieure à 8 (ronds vides) avec un ion lourd détecté (losanges vides).

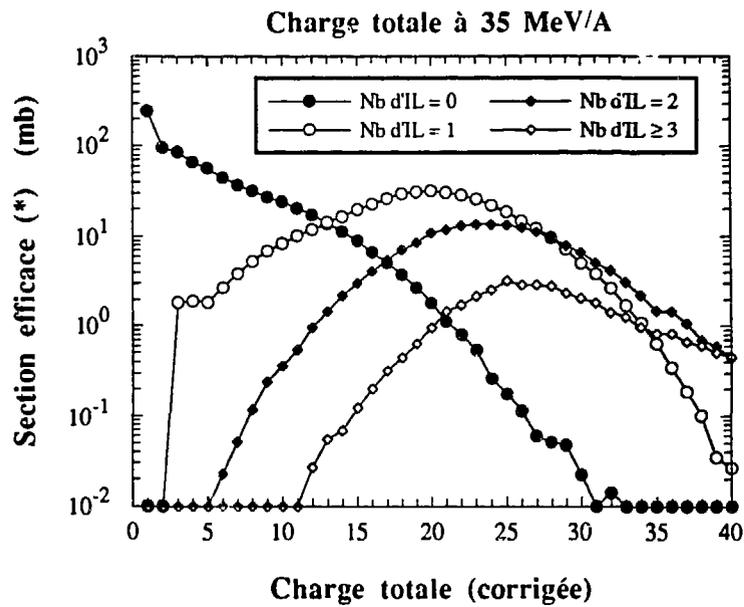


Figure IV-6 : Charge totale à 35 MeV/A, en fonction du nombre d'ions lourds ($Z \geq 3$) détectés.

Sur la figure IV-6, nous présentons la charge totale en fonction du nombre d'ions lourds. Elle montre l'importance d'une bonne détection des ions lourds pour pouvoir reconstituer la charge totale disponible dans la réaction. Il est intéressant de remarquer qu'il existe des événements pour lesquels aucun ion lourd n'a été détecté mais qui, avec uniquement les particules légères, ont une charge totale supérieure à 25. De tels événements sont rares (section efficace ≈ 0.4 mbarn) mais réels (nous avons pu vérifier la très faible contribution des fortuites). Nous étudierons au chapitre VI cette classe d'événements, caractérisés par une charge totale corrigée emportée par les particules légères au moins égale à 25. Nous qualifierons ces événements d'événements de vaporisation puisque le noyau chaud se désexcite presque uniquement par émission de particules légères.

3 - Etude de la distribution des charges

La distribution en charge des particules et fragments évaporés par les noyaux chauds est une observable importante dans l'étude de leurs modes de désexcitation.

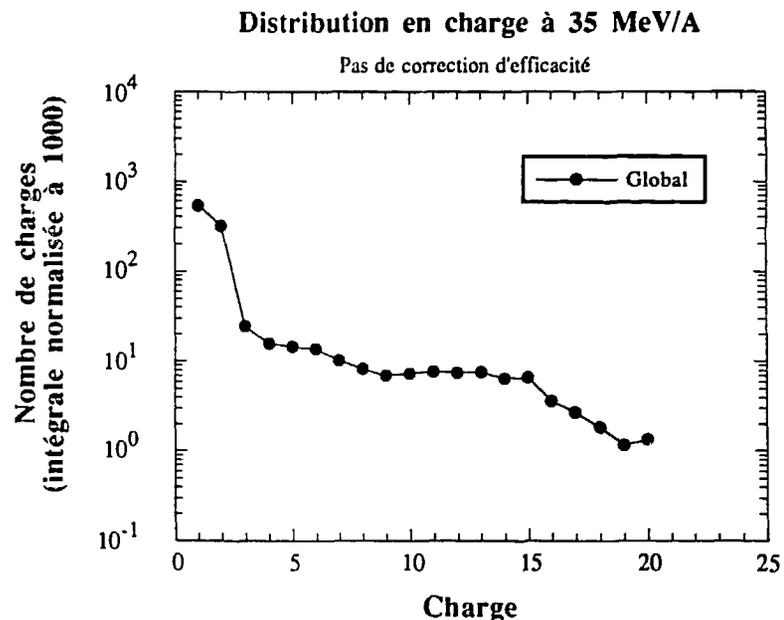


Figure IV-7 : *Distribution des charges à 35 MeV/A, sans sélection sur la multiplicité de particules légères. Les résultats sont présentés en normalisant le nombre total de charges à 1000. La section efficace de production des Z=1 est égale à 3578 mb dans ce cas.*

Nous serons amenés à comparer les probabilités relatives des différentes charges à 25 et 35 MeV/A, nous avons donc choisi de présenter ces distributions en charge en normalisant le nombre total de charges à 1000. Les sections efficaces pour chaque isobare peuvent être obtenues en multipliant la probabilité relative par la section efficace de production des $Z=1$ qui est indiquée dans la légende des figures.

Les figures IV-7 et IV-8 montrent la distribution des charges détectées d'une manière globale et en fonction de la multiplicité de particules légères. A l'examen de ces courbes, deux remarques peuvent être faites. Plus la multiplicité de particules légères est élevée, plus le nombre de noyaux très lourds ($Z > 15$) décroît au profit des particules légères mais également au profit des ions lourds de masse intermédiaire (FMI : $3 \leq Z \leq 8$). Ceci est à mettre en parallèle avec les résultats de (AUG86), où était observée une disparition des résidus de fusion à 36 MeV/A. L'évolution de cette distribution des charges en fonction de l'énergie incidente sera étudiée au chapitre V.

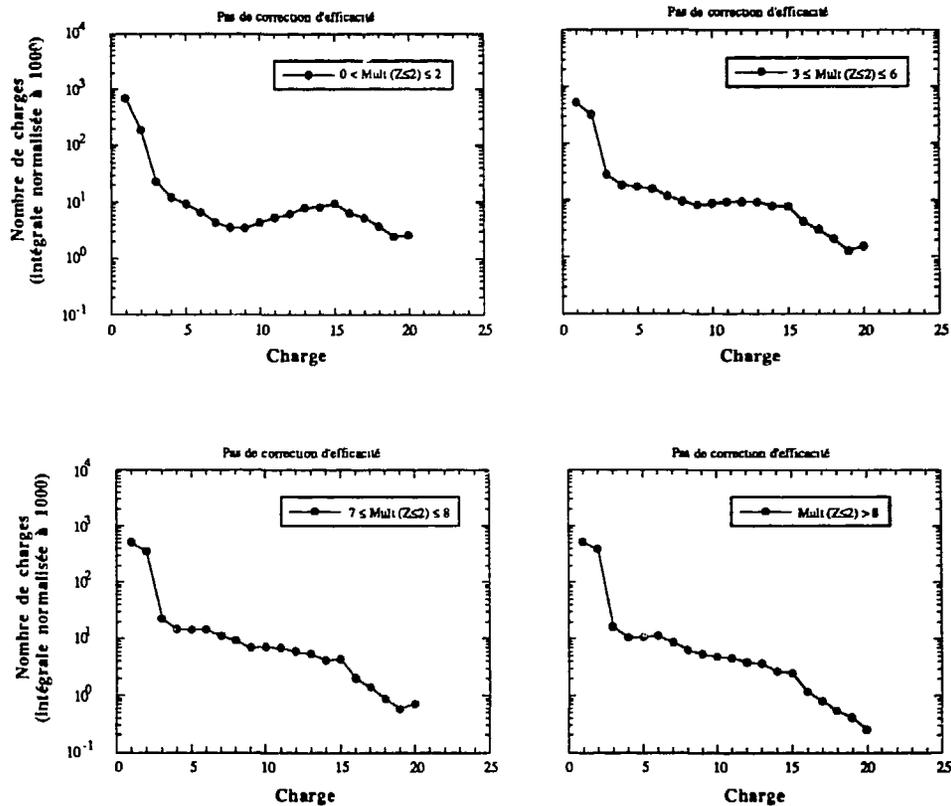


Figure IV-8 : Distributions en charge à 35 MeV/A en fonction de la multiplicité de particules légères. Les sections efficaces de production des particules de $Z=1$ sont, de gauche à droite et de bas en haut, 575, 1812, 792 et 399 mb.

Une observation intéressante est de noter qu'en fonction de la multiplicité de particules légères, le rapport entre $Z=1$ et $Z=2$, sur lequel il y a peu d'erreur expérimentale, varie significativement (Tableau 1). Lors des collisions les plus périphériques notamment (multiplicité de particules légères inférieure ou égale à 2), l'émission de particules de charge 1 est très nettement favorisée par rapport à l'émission de particules de charge égale à 2. En revanche, à mesure que l'on sélectionne des collisions de plus en plus centrales, le rapport entre le nombre de particules de $Z=1$ et de le nombre de particules de $Z=2$ diminue, pour tendre vers 1. Cette constatation sera reprise lors de la comparaison avec les prévisions des modèles statistiques. Au sein du groupe des $Z=1$, la comparaison des protons, deutons et tritons serait également intéressante mais n'a pu être étudiée en détail dans ce travail.

	Multiplicité de particules légères				
	Sans sélection	$1 \leq M \leq 2$	$3 \leq M \leq 6$	$7 \leq M \leq 8$	$M \geq 9$
Rapport Nombre de $Z=1$ Nombre de $Z=2$	1.69	3.62	1.64	1.44	1.35

Tableau 1 : Evolution du rapport entre le nombre de particules de charge 1 et le nombre de particules de charge 2 en fonction de la multiplicité de particules légères.

Conclusion

L'analyse des résultats sur la multiplicité nous a montré que le fonctionnement des détecteurs était perturbé par du "bruit", dont on s'affranchit lorsqu'on identifie les particules et fragments. Cela a pour conséquence un mauvais déclenchement de l'acquisition lorsqu'on impose une multiplicité minimale.

L'étude de la charge totale montre que, dans le cadre de cette expérience, AMPHORA est mal adapté à l'étude des événements à faible multiplicité de particules légères (principalement des collisions périphériques), mais que si l'on sélectionne les événements où plus de 8 particules sont émises, on reconstitue en moyenne 73% de la charge totale disponible.

La distribution des charges enfin, présente une évolution en fonction de la multiplicité de particules avec une diminution du nombre des charges supérieures à 15 au profit des fragments de masse intermédiaire, lorsque celle-ci augmente.

CHAPITRE V :

**Comparaisons des multiplicités et des distributions de charge à
25 et 35 MeV/A**

V - Comparaisons des multiplicités et des distributions de charge à 25 et 35 MeV/A

Au chapitre IV, nous avons défini, à 35 MeV/A, les observables importantes pour cette étude; nous allons maintenant comparer les informations fournies par ces observables à 25 et 35 MeV/A.

Afin d'éliminer en partie les événements résultant de collisions périphériques, pour lesquels, dans le cas de cette expérience, AMPHORA était moins efficace (Chapitre II-2), les données ont été enregistrées à 25 et 35 MeV/A en imposant qu'au moins 3 détecteurs aient été touchés. Pour cette raison, les courbes de multiplicité totale que nous présentons débutent avec une multiplicité totale égale à 3.

1 - Multiplicités de particules

Nous présentons sur la figure V-1 les courbes de multiplicité totale ($0 < Z \leq 20$) à 25 et 35 MeV/A.

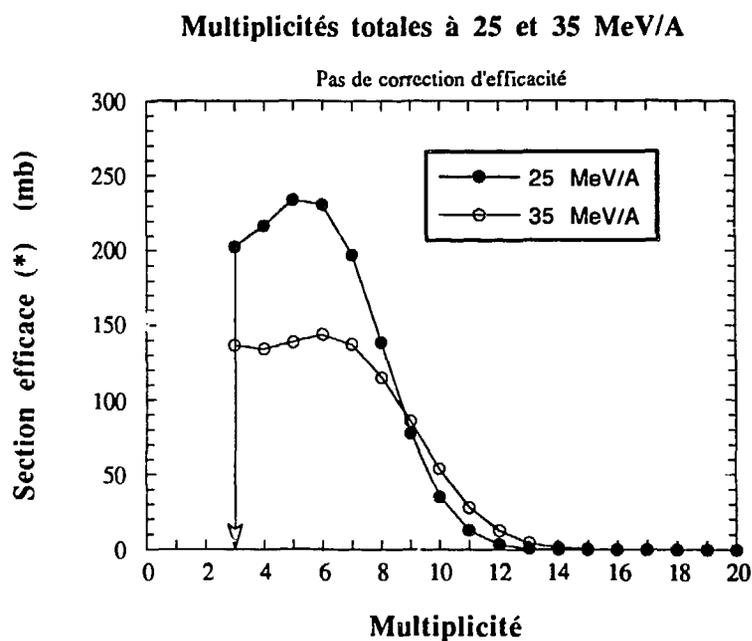


Figure V-1 : Distributions de la section efficace à 25 et 35 MeV/A en fonction de la multiplicité totale. Les données ont été enregistrées en imposant qu'au moins 3 détecteurs aient été touchés (la flèche indique ce seuil de déclenchement).

Une des premières remarques que l'on peut faire est que, malgré la différence significative de section efficace, la courbe de multiplicité totale évolue peu entre 25 et 35 MeV/A; le maximum de la courbe est décalé de 1 unité, passant de 5-6 particules émises à 25 MeV/A à 6-7 à 35 MeV/A et la distribution à 35 MeV/A est un peu plus étalée vers les hautes multiplicités. Ce résultat indique que plus le projectile est rapide, plus l'énergie mise en jeu dans la réaction est importante, et donc plus les noyaux émettront des particules pour se désexciter.

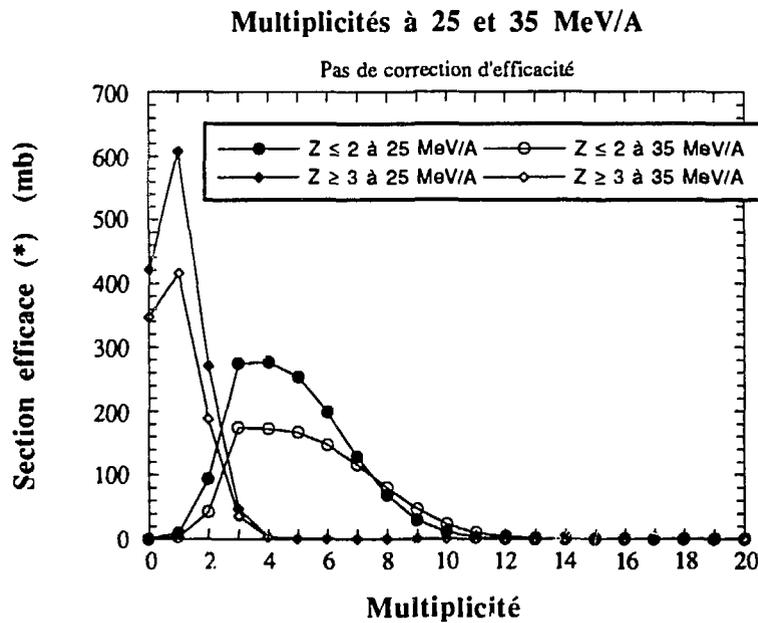


Figure V-2 : Evolution de la multiplicité de particules légères ($Z \leq 2$) et d'ions lourds ($Z \geq 3$) entre 25 et 35 MeV/A, lorsqu'on impose qu'au moins trois détecteurs soient touchés. Il faut donc tenir compte de cette condition de déclenchement lorsqu'on compare cette figure à la figure IV-2 car cette condition défavorise les réactions les plus périphériques où étaient détectés un nombre important de particules légères et aucun ion lourd (figure IV-3). Nous noterons également que, pour la multiplicité de particules légères, la section efficace totale est plus importante à 25 MeV/A qu'à 35 MeV/A, mais que les événements où plus de 8 particules sont détectées ont une section efficace plus grande à 35 MeV/A (166 mb à 35 MeV/A et 113 mb à 25 MeV/A).

On remarque à nouveau (Figure V-2) la forte contribution des particules légères ($Z \leq 2$) à la multiplicité totale. On observe également une diminution relative du nombre

des ions lourds ($Z \geq 3$) entre 25 et 35 MeV/A. La condition de déclenchement (au moins 3 détecteurs touchés) a pour effet de diminuer fortement le nombre d'événements où aucun ion lourd n'est détecté.

2 - Etude de la distribution en charge totale

La figure V-3 compare la charge totale détectée, à 25 et 35 MeV/A, avec une correction sur les particules légères. On constate que les deux distributions sont très voisines, malgré les différences de sections efficaces. Cela indique que les effets d'efficacité sont comparables aux deux énergies incidentes. Ce résultat nous conforte sur les distributions de multiplicité totale. En effet, on pourrait penser que le faible changement observé sur la distribution de la multiplicité totale entre 25 et 35 MeV/A est dû à un défaut de détection à une énergie par rapport à l'autre, ce qui aurait alors entraîné une moins bonne reconstitution de la charge totale. Or la figure V-3 montre qu'AMPHORA présente une efficacité de détection comparable à 25 et 35 MeV/A.

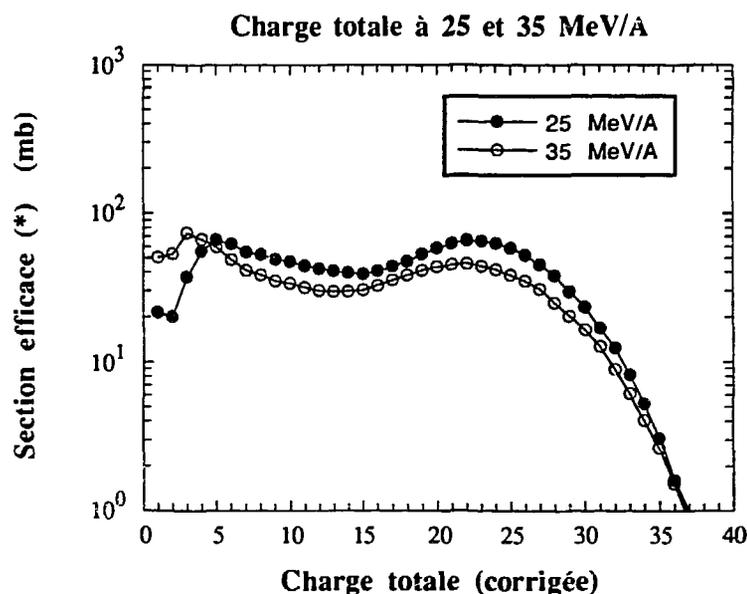


Figure V-3

Figure V-3 : Distributions des sections efficaces à 25 et 35 MeV/A en fonction de la charge totale, corrigée de l'efficacité de détection pour les particules légères.

Nous avons également examiné le comportement de la charge totale détectée en fonction de la multiplicité d'ions lourds (figure V-4). Comme nous le remarquons à 35 MeV/A, la charge totale est d'autant mieux reconstituée que le nombre d'ions lourds

($Z \geq 3$) est élevé. Sur cette figure, on observe à nouveau des événements où aucun ion lourd n'est détecté mais où la charge totale reconstituée est supérieure à 25. On remarquera que ces événements sont environ trois fois plus nombreux à 35 MeV/A (Figure IV-6) qu'à 25 MeV/A. Ils seront étudiés au chapitre VI.

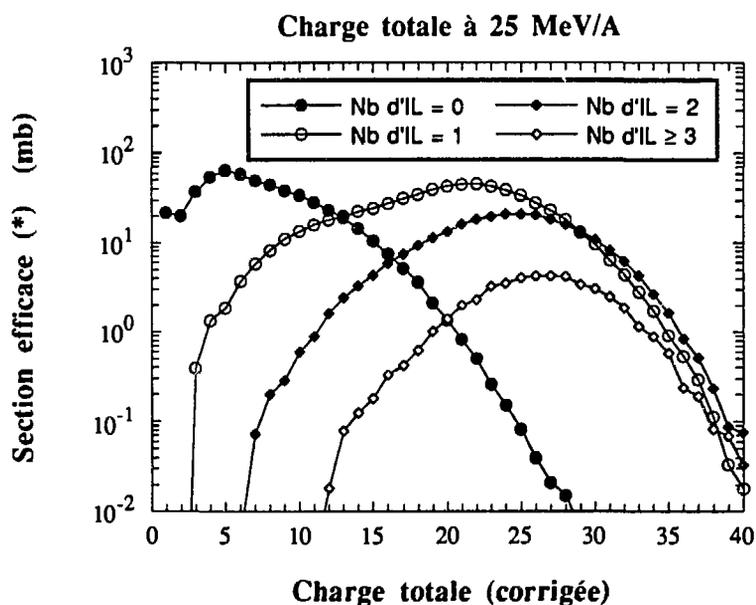


Figure V-4 : Distributions de la charge totale à 25 MeV/A en fonction de la multiplicité d'ions lourds ($Z \geq 3$).

3 - Etude de la distribution des charges

La figure V-5 montre la distribution des charges pour chacune des énergies étudiées.

Ainsi que nous le remarquons lors de l'examen de l'importance relative des fragments lourds, on constate une diminution du nombre de noyaux de charge supérieure à 15 lors du passage de 25 à 35 MeV/A. Cette observation est faite sur tous les événements, et demande donc une étude plus détaillée, en fonction du type de la collision.

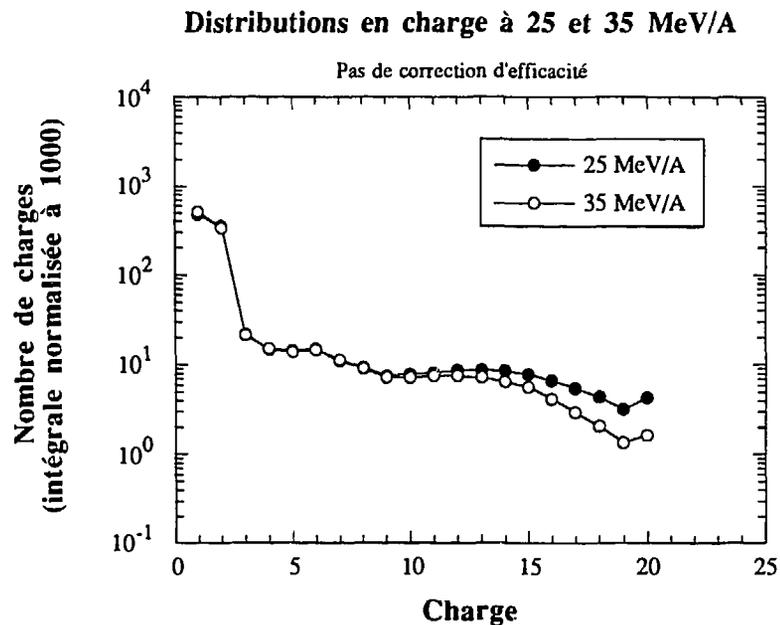


Figure V-5 : Distributions en charge à 25 et 35 MeV/A. L'intégrale du nombre de charges est normalisée à 1000 et le seuil de déclenchement est une multiplicité totale au moins égale à 3. A 25 MeV/A la section efficace de production des Z=1 est égale à 3731 mb, et à 35 MeV/A à 3209 mb.

Une étude a été ensuite réalisée en regardant l'évolution de la distribution de la charge en fonction de la multiplicité de particules légères, ce qui réalise un premier tri des différentes collisions (Figure V-6).

Le fait marquant indiqué par ces figures est la faible évolution de ces distributions en charge en fonction de l'énergie incidente, principalement lorsque l'on sélectionne les événements où plus de 8 particules légères sont détectées (événements que nous attribuons aux collisions centrales). Ce comportement est contraire à ce qui était attendu en se basant sur les résultats des références (AUG86 et CUS89). Nous avons pu vérifier dans ce chapitre la bonne reconstitution de la charge totale disponible, ce qui indique que cette faible évolution de la distribution en charge ne résulte pas d'un défaut d'efficacité. Les problèmes rencontrés sur l'identification des fragments lourds ne peuvent pas non plus être invoqués puisque cela se traduirait sur la distribution en charge par un "décalage" des taux de production des différents Z.

Si les expériences précédentes ne peuvent être mises en doute, nous devons chercher une explication aux résultats observés dans notre critère de sélection des collisions centrales (multiplicité de particules légères supérieure à 8).

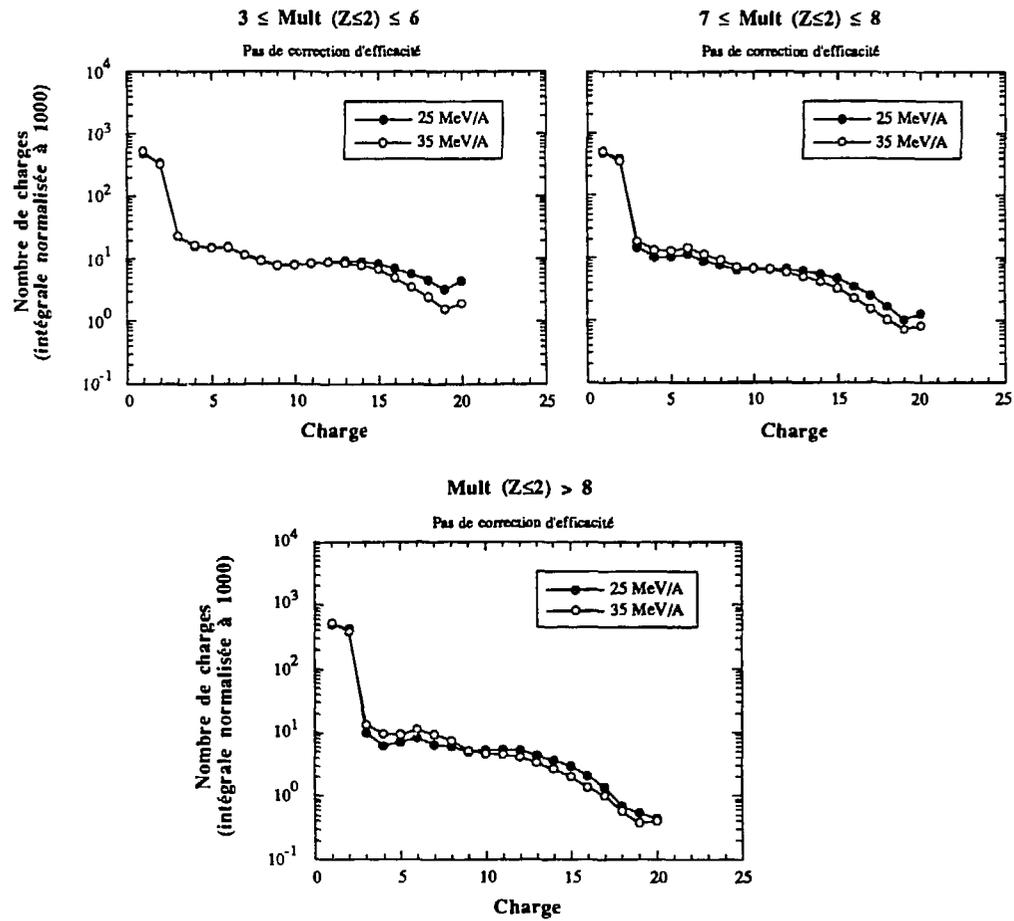


Figure V-6 : Distributions des charges à 25 et 35 MeV/A, en fonction de la multiplicité de particules légères. Les sections efficaces de production des particules de $Z=1$ sont, à 25 et 35 MeV/A, 2574.8 et 1818.5 mb ($3 \leq \text{Mult}(Z \leq 2) \leq 6$), 812.3 et 856.7 mb, ($7 \leq \text{Mult}(Z \leq 2) \leq 8$), 224.2 et 476.5 mb ($\text{Mult}(Z \leq 2) > 8$).

En conclusion de cette étude générale des événements détectés à 25 et 35 MeV/A, on peut dire que l'évolution entre ces deux énergies apparaît continue et aucun effet violent, signe d'une modification du processus de désexcitation des noyaux chauds n'est observé lorsqu'on sélectionne des collisions centrales. Ce résultat peut être lié à notre critère de sélection des collisions centrales et sera discuté au chapitre VI.

CHAPITRE VI :

Etude des noyaux chauds - Détermination des vitesses de source

VI - Etude des noyaux chauds - Détermination des vitesses de source

Dans cette expérience, nous avons voulu isoler des noyaux "chauds" afin d'estimer ensuite leur énergie d'excitation et étudier leur mode de désexcitation. Ces noyaux chauds sont préférentiellement produits lors d'une collision centrale entre les noyaux projectile et cible. Il y a alors fusion plus ou moins complète de ces noyaux. Le noyau composé ainsi formé a une énergie d'excitation E^* et une vitesse V_{source} . Après une phase de thermalisation, il va se désexciter en émettant des particules légères et des fragments lourds. Cette émission est supposée isotrope dans le système du centre de masse, la vitesse parallèle moyenne des particules émises (vitesse projetée selon la direction du faisceau) est donc nulle dans ce référentiel et égale à la vitesse V_{source} dans le référentiel du laboratoire.

Ce point est très important pour notre analyse. En effet, il existe deux méthodes couramment utilisées pour déterminer les vitesses de source : soit en mesurant la vitesse du résidu de fusion, soit en la déduisant des vitesses des particules de désintégration du noyau composé. Cette deuxième méthode est la plus efficace aux deux énergies étudiées puisque nous réalisons une moyenne sur les vitesses parallèles: les incertitudes de mesure se trouvent ainsi moyennées. Dans cette analyse, la vitesse du noyau composé sera donc déduite des vitesses des particules légères de désexcitation.

Dans la première partie de ce chapitre, nous allons expliquer et vérifier notre critère de sélection des noyaux chauds formés lors des collisions les plus centrales : à l'aide des spectres des ions lourds à 4° tout d'abord, puis en terme de sphéricité-coplanarité.

Ce critère étant établi, nous nous attacherons à caractériser ces noyaux chauds : détermination de leur vitesse à partir des spectres ($V_{//}, V_{\perp}$) de leurs particules légères de désexcitation, puis estimation de leur masse et de leur énergie d'excitation.

Le dernier paragraphe sera consacré à l'étude d'une classe très particulière de noyaux chauds, pour lesquels on détecte principalement des particules légères de désexcitation.

1 - Critère de sélection des collisions centrales

Nous avons vu précédemment qu'une multiplicité de particules légères élevée semblait être un bon critère pour sélectionner les collisions les plus centrales (chapitre I-3). Dans cette analyse, nous avons choisi comme borne inférieure de cette "multiplicité élevée", la valeur 9, déterminée à partir des résultats d'un code d'évaporation (Figure VII-4). Ce critère de sélection, facilement accessible, demande toutefois à être vérifié.

1-1 - Etude des ions lourds

Les résultats des références (JOU83) et (AUG86) ont montré que l'étude des spectres en énergie des fragments de charge supérieure à 17 permettait d'identifier les résidus de fusion (Figure I-1). L'utilisation des couronnes du mur ($4 - 16^\circ$) nous permet de procéder à une étude comparable.

La figure VI-1 présente les spectres obtenus à 25 et 35 MeV/A, pour les fragments de charge 15, 17 et 19 détectés à 4° dans le laboratoire. Ne disposant pas de calibration en énergie pour les ions lourds, nous considérerons en première approximation que la relation reliant l'énergie de l'ion au numéro de canal du détecteur touché est linéaire et indépendante de la charge de l'ion. Pour les besoins de la comparaison, les énergies des spectres ont été normalisées à 1 pour les valeurs correspondant à la diffusion élastique du Calcium sur une cible d'Au, à 25 et 35 MeV/A. Pour chacun des spectres, nous avons normalisé à 1000 le nombre maximal de fragments de la partie haute énergie. L'accumulation des coups observée à basse énergie est due aux fragments arrêtés dans le scintillateur plastique.

Nous pouvons définir sur ces spectres deux gammes d'énergie : une partie haute énergie proche de l'énergie du projectile qui correspond à des réactions périphériques et à des réactions de transfert (pic quasi-élastique), et une partie basse énergie générée par des processus relaxés. On observe également une diminution relative des ions lourds de basse énergie entre 25 et 35 MeV/A, en accord avec les résultats précédents (AUG86).

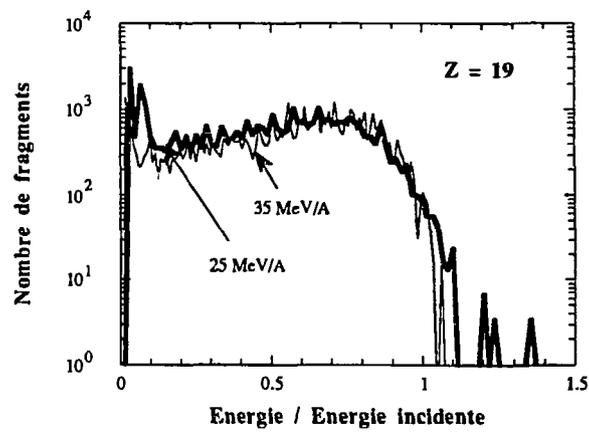
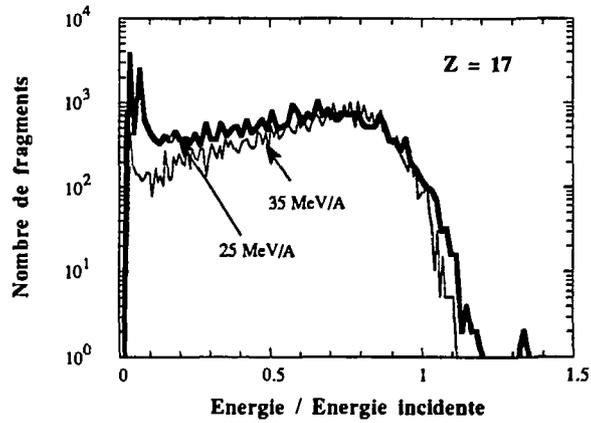
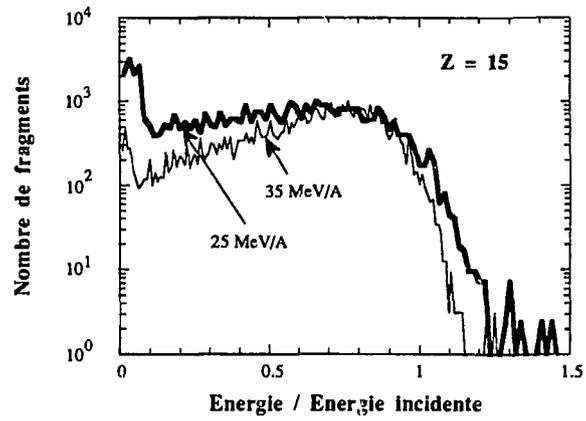


Figure VI-1 : Spectres en énergie, normalisés, des ions de charge 15, 17 et 19 détectés à 4° dans le référentiel du laboratoire.

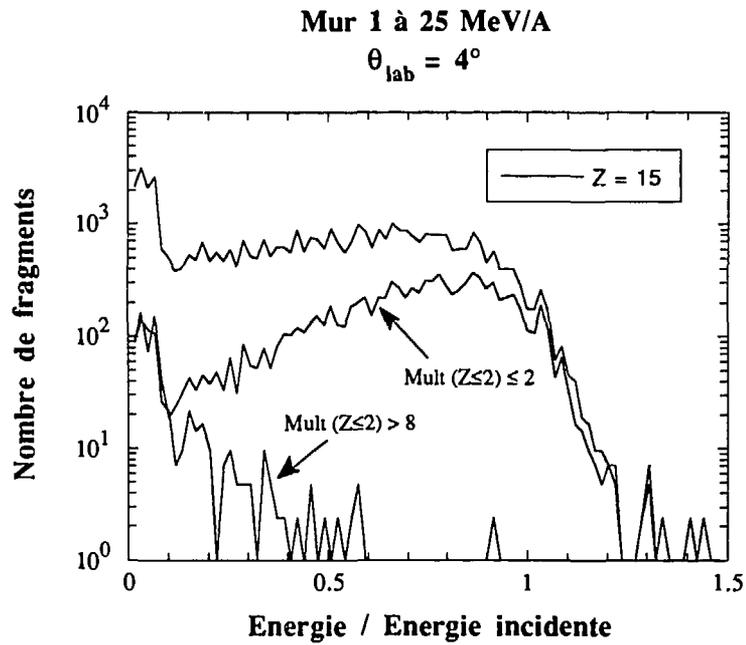


Figure VI-2 : Spectres en énergie, normalisés, des ions de charge 15 détectés à 4° en fonction de la multiplicité de particules légères, à 25 MeV/A.

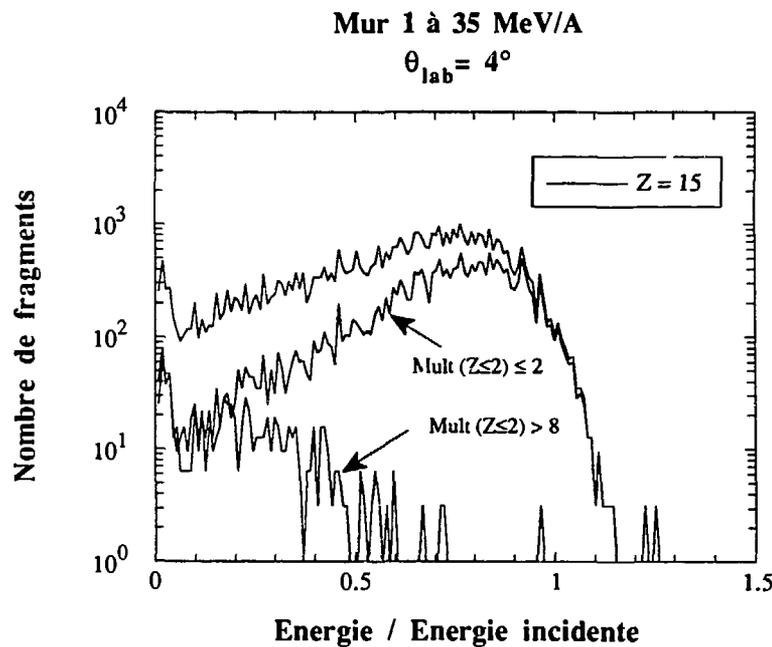


Figure VI-3 : Spectres en énergie, normalisés, des ions de charge 15 détectés à 4° en fonction de la multiplicité de particules légères, à 35 MeV/A.

Les figures VI-2 et VI-3 montrent la sélection en énergie réalisée lorsqu'une coupure en multiplicité de particules légères est imposée. Nous observons que lorsque nous imposons une multiplicité de particules légères supérieure à 8, l'effet est important : non seulement nous sélectionnons les énergies les plus basses, et donc les noyaux les plus chauds comme nous en avons l'intention, mais un nombre important de ces noyaux chauds est rejeté, principalement à 25 MeV/A. Cela signifie clairement que ce critère de sélection en terme de multiplicité de particules légères est contraignant et sélectionne une classe particulière de collisions centrales.

Nous avons vu au chapitre IV (Tableau 1), qu'à 35 MeV/A, le rapport entre le nombre de particules de $Z=1$ et le nombre de particules de $Z=2$ est égal à 1.35 lorsqu'on sélectionne les événements où au moins 9 particules légères sont détectées. Cela correspond à une charge minimale imposée égale à 13. Si on requiert en coïncidence la présence d'un ion lourd de charge $Z \geq 15$, cela revient à imposer une charge totale minimale de 28. L'association de ces deux conditions sélectionne donc les collisions ayant un transfert massif important, voir une fusion complète. Ceci explique la forte diminution du nombre de fragments lourds lorsqu'ils sont en coïncidence avec une multiplicité de particules légères supérieure ou égale à 9.

Nous allons maintenant étudier la multiplicité de particules légères associée aux ions lourds de basse énergie. Ceci correspond à un rapport (Energie / Energie incidente) inférieur à 0.33 à 25 MeV/A et à 0.37 à 35 MeV/A .

Les spectres en multiplicités que nous en déduisons sont présentés sur les figures VI-4 et VI-5.

Les multiplicités de particules légères ont été obtenues en imposant la détection à 4° d'un ion lourd de charge comprise entre 15 et 20. On sélectionne donc prioritairement les réactions périphériques où un quasi projectile est émis dans une direction très proche de celle du faisceau . Pour cette raison, la multiplicité de particules légères est faible, et la section efficace est maximale lorsque 2 détecteurs sont touchés. Au contraire, si on sélectionne la partie basse énergie des spectres des ions lourds (correspondant aux processus relaxés, d'après AUG86), la multiplicité de particules légères est décalée vers les hautes multiplicités (la section efficace est maximale pour une multiplicité totale égale à 4).

Multiplicités à 25 MeV/A

Condition : 1 ion lourd de $Z \geq 15$ détecté à 4°

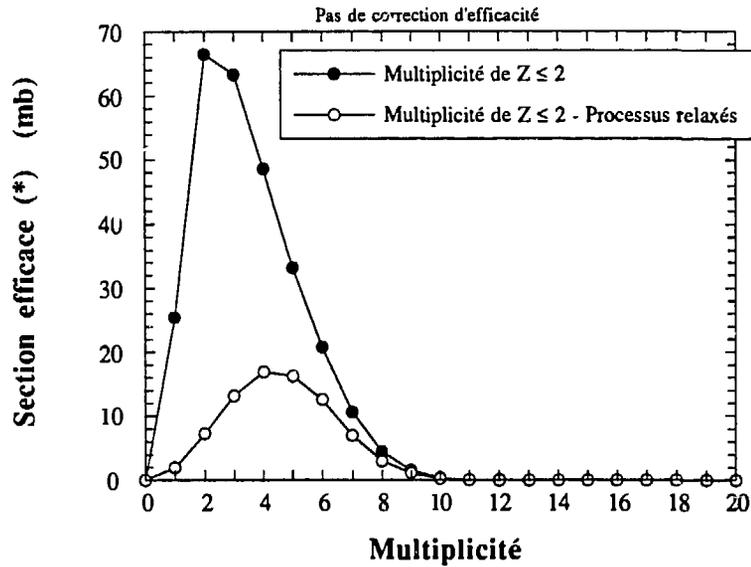


Figure VI-4 : Multiplicités de particules légères ($Z \leq 2$) à 25 MeV/A, en imposant qu'un ion lourd de charge supérieure à 15 (ronds pleins) et de basse énergie (ronds vides), soit détecté à 4° .

Multiplicités à 35 MeV/A

Condition : 1 ion lourd de $Z \geq 15$ détecté à 4°

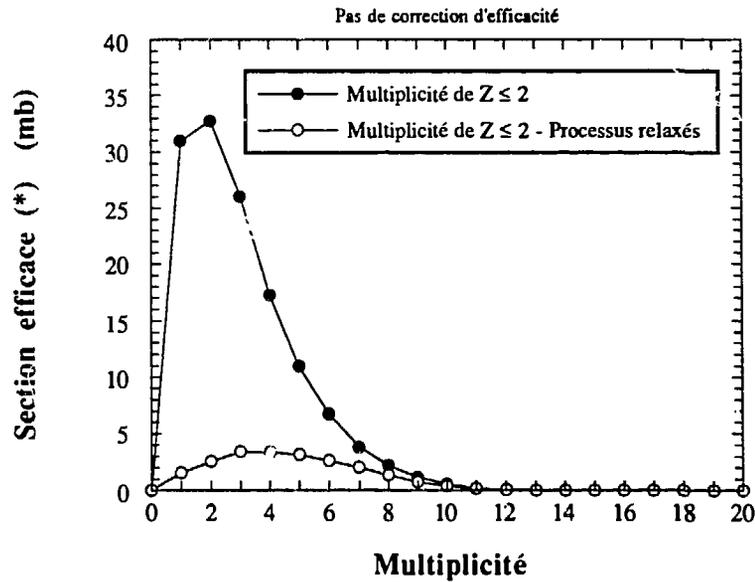


Figure VI-5 : Multiplicités de particules légères ($Z \leq 2$) à 35 MeV/A, en imposant qu'un ion lourd de charge supérieure à 15 (ronds pleins) et de basse énergie (ronds vides), soit détecté à 4° .

Ces figures nous amènent à la même conclusion que précédemment: les collisions centrales, sélectionnées par la présence d'un ion lourd ($Z \geq 15$) de basse énergie, ont une multiplicité de particules légères moyenne égale à 4. Notre critère de sélection des collisions centrales (multiplicité de particules légères supérieure à 8) est donc bien plus contraignant et les événements que nous sélectionnons ne représentent qu'une fraction limitée de ces collisions. Nous devons donc être prudents en comparant nos résultats, et notamment les distributions en charge (Figure V-6), aux résultats des expériences précédentes. Il ne nous est cependant pas possible de relâcher cette contrainte sur la multiplicité, car nous risquerions d'inclure dans la classe d'événements sélectionnés des événements provenant de réactions périphériques.

1-2 - Analyse en terme de sphéricité-coplanarité

Cette méthode d'analyse utilise le tenseur de sphéricité (CUG82, GYU82), défini par :

$$T_{ij} = \frac{\sum_{m=1}^{\nu} \frac{p_{mi} p_{mj}}{|p_m|}}{\sum_{m=1}^{\nu} p_m}$$

où p est le moment cinétique de la particule dans le référentiel du centre de masse, ν est la multiplicité de particules détectées, i et j représentent les 3 composantes spatiales x, y, z des impulsions.

La diagonalisation de cette matrice fournit les valeurs propres du tenseur, notées q_1, q_2 et q_3 . Les événements sont analysés en terme de sphéricité et coplanarité (MJA87). Ces deux variables sont définies en ordonnant les valeurs propres du tenseur de sphéricité telles que $q_1 < q_2 < q_3$ et $q_1 + q_2 + q_3 = 1$. La sphéricité S et la coplanarité C s'écrivent alors :

$$S = \frac{3}{2} (1 - q_3) \quad \text{et} \quad C = \frac{\sqrt{3}}{2} (q_2 - q_1)$$

Cette analyse doit être faite sur toutes les particules et tous les fragments émis. Or dans notre cas, nous ne disposons pas de l'information en vitesse sur les particules de charge supérieure à 2. Nous avons donc construit le tenseur de sphéricité à partir des informations fournies par les seules particules légères (charges 1 et 2). Pour les faibles multiplicités de particules légères (donc les collisions les plus périphériques), notre

analyse admet une limite évidente, et l'erreur due à la non prise en compte des ions lourds est importante. En revanche, cette erreur est faible pour les hautes multiplicités de particules légères.

Nous présentons sur les figures VI-6 et VI-7 les diagrammes (S,C) obtenus à 35 MeV/A pour tous les événements (figure VI-6) et pour les événements où plus de 8 particules légères sont détectées (figure VI-7). On voit clairement sur cette dernière figure que ce critère sélectionne essentiellement les collisions centrales : la distribution des particules légères est isotrope, ce qui est caractéristique d'un noyau chaud, thermalisé.

Nous avons montré ici les résultats obtenus avec un faisceau d'énergie 35 MeV/A. Les résultats à 25 MeV/A sont similaires quant aux conclusions que l'on peut en déduire.

Conclusion

L'analyse en terme de sphéricité-coplanarité a donc montré que les événements sélectionnés par notre critère de sélection de collisions centrales (plus de 8 particules légères détectées) montraient une distribution isotrope des particules légères, caractéristique de la désexcitation d'un noyau thermalisé. Ce même critère, appliqué aux spectres des ions lourds ($Z \geq 15$), sélectionne des fragments de basse énergie, issus des processus relaxés (AUG86). Toutefois, l'étude des ions lourds montre que notre critère ne sélectionne qu'une partie des collisions centrales, remarque dont il faut tenir compte lors de la comparaison de nos résultats avec ceux d'expériences précédentes.

Le critère de sélection de collisions centrales étant maintenant établi, nous allons nous intéresser aux noyaux chauds ainsi sélectionnés.

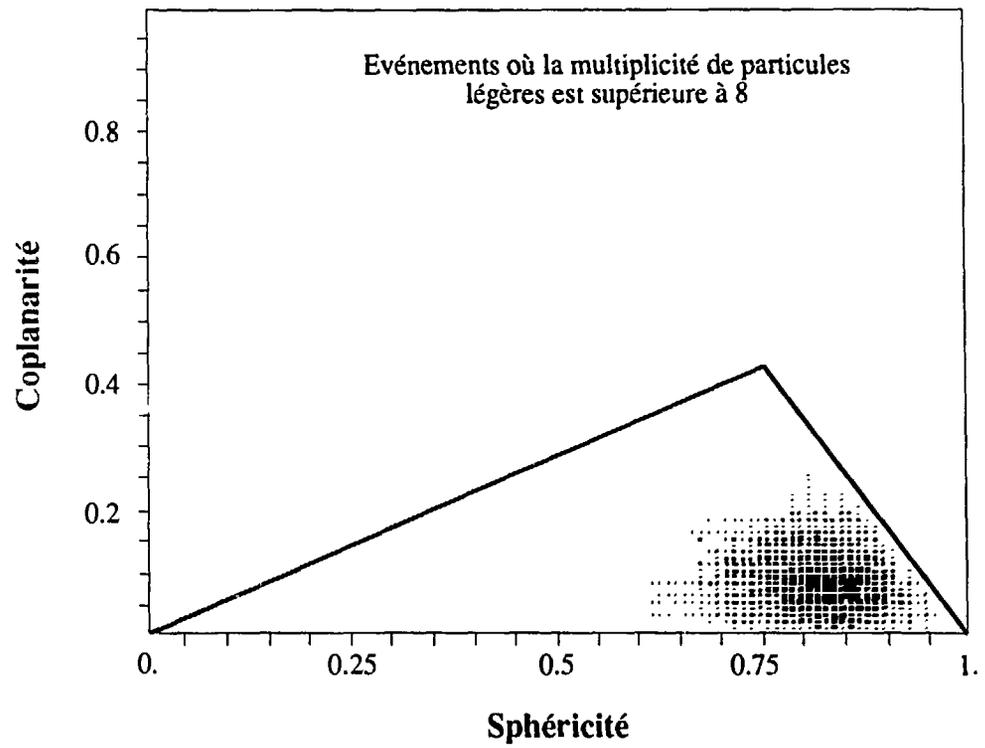
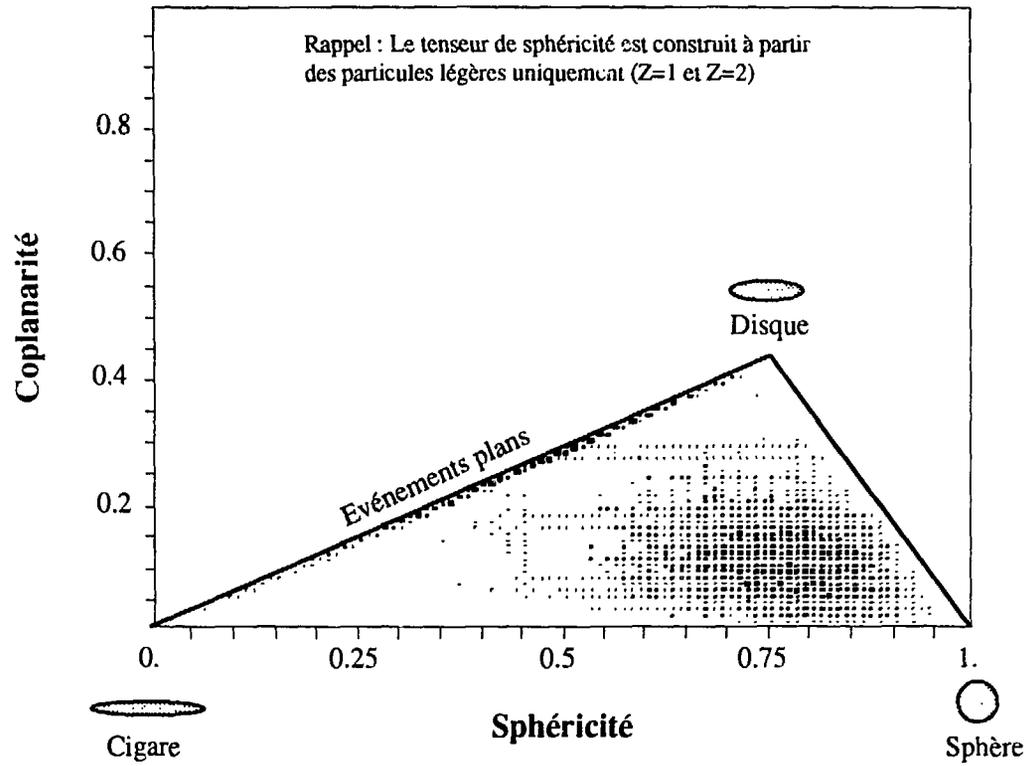
2 - Etude et Caractérisation des noyaux chauds

2-1 - Etude des spectres en vitesse des particules légères

Les détecteurs CsI d'AMPHORA ont été calibrés en énergie pour les particules de charge 1 et 2. Connaissant l'énergie des particules, on en déduit leur vitesse par la relation :

$$E = \frac{1}{2} m v^2 \quad \text{soit} \quad v = \sqrt{\frac{2E}{m}}$$

$^{40}\text{Ca} + ^{27}\text{Al}$ à 35 MeV/A



Figures VI-6 (haut) et VI-7 (bas)

Il nous faut donc connaître la masse de la particule, en plus de sa charge. Les particules de charge 2 ne posent pas de problème car ce sont essentiellement des ions hélium 4, on prendra donc leur masse égale à 4.

En revanche, le cas des particules de charge 1 est plus complexe, puisqu'il comprend des protons (masse=1), des deutons (masse=2) et des tritons (masse = 3). Les spectres de certains détecteurs CsI, conditionnés par une multiplicité de particules légères supérieure à 8 nous permettent de séparer les masses des particules de charge 1, ce qui nous amène à prendre une masse moyenne égale à 1.2 pour ces particules. Cette valeur est aussi celle trouvée pour les particules de $Z=1$, dans le code d'évaporation Edmon (Chapitre VII). En fait, la masse des particules de $Z=1$ varie selon que l'on se place sur le mur ou sur la boule (dépendance en θ). En effet, lorsqu'on se place à un angle donné, on sélectionne le type de la collision. Le taux de production des protons, deutons et tritons s'en trouve modifié.

Les spectres en vitesse des particules de charge égale à 1 sont altérés par l'absence de discrimination entre les différentes particules et cela a pour conséquence une forte incertitude sur les vitesses de source déduites des spectres ($V_{//}, V_{\perp}$) des particules de charge $Z=1$ (Figure VI-12).

2-2 - Etude des spectres ($V_{//}, V_{\perp}$)

Nous nous intéresserons tout d'abord aux spectres ($V_{//}, V_{\perp}$) des particules légères, où $V_{//}$ est la vitesse de la particule parallèle à la direction du faisceau et V_{\perp} est la vitesse perpendiculaire à cette même direction. L'émission de particules étant isotrope dans le système du centre de masse, les isocontours en section efficace invariante sont des cercles centrés sur la vitesse du noyau émetteur. Cette représentation est invariante pour toute transformation galiléenne.

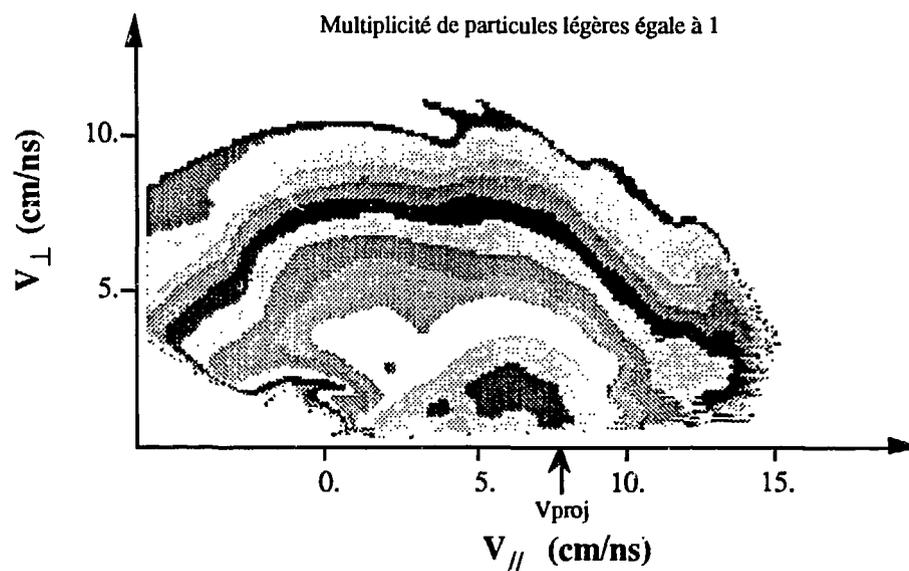
La méthode de construction des matrices ($V_{//}, V_{\perp}$) est développée en annexe 1.

Nous montrons sur la figure VI-8 les spectres ($V_{//}, V_{\perp}$) des particules de $Z=1$ et $Z=2$ à 35 MeV/A, et pour les événements où une seule particule légère est détectée. On remarque que les isocontours en section efficace invariante sont centrés autour d'une vitesse proche du projectile. Ces particules sont donc issues de la désexcitation du quasi - projectile dans les collisions périphériques.

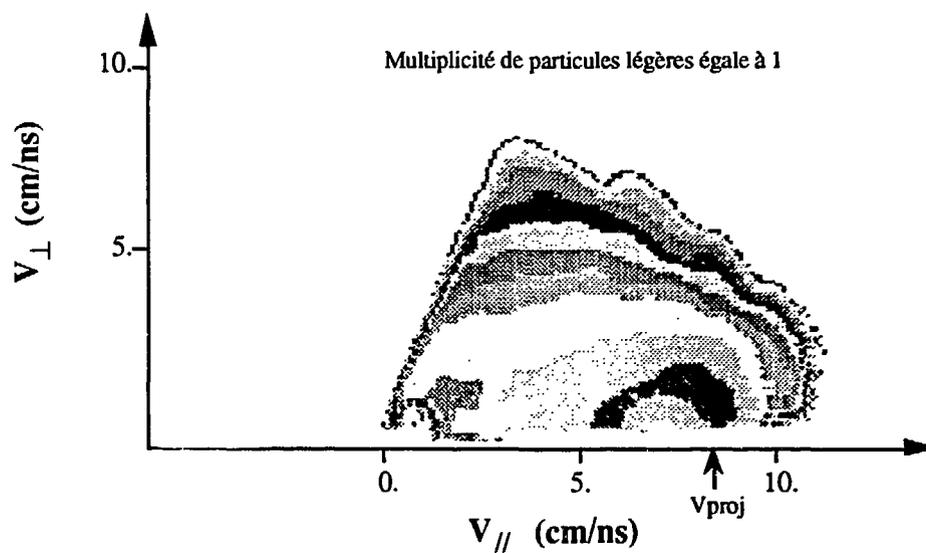
Les figures VI-9 et VI-10 présentent les spectres ($V_{//}, V_{\perp}$) des particules légères obtenus en sélectionnant les événements correspondant aux collisions les plus centrales, à

25 et 35 MeV/A. Pour chacune de ces deux énergies, les particules semblent toutes émises par une même source dont la vitesse est proche de 5 cm/ns à 25 MeV/A, et de 5.5 cm/ns à 35 MeV/A.

Particules de charge $Z=1$ à 35 MeV/A



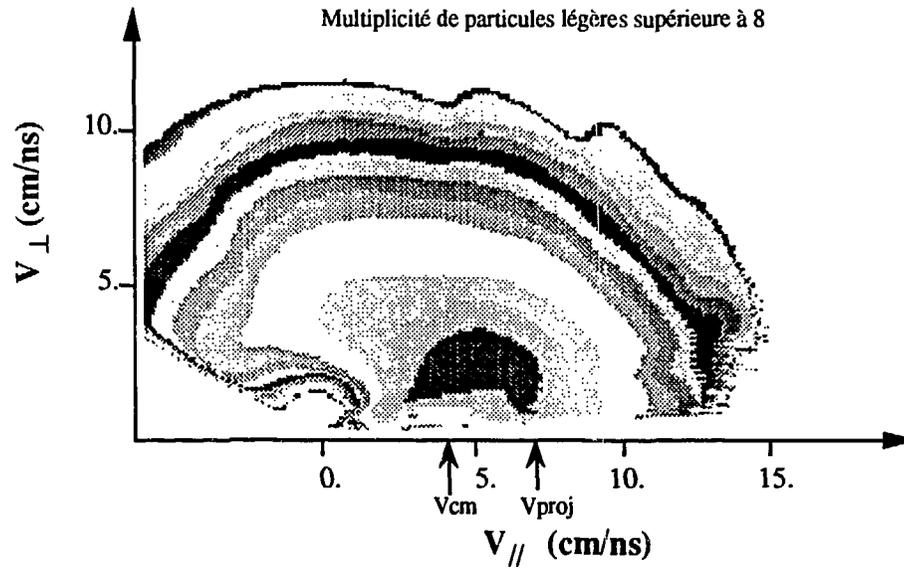
Particules de charge $Z=2$ à 35 MeV/A



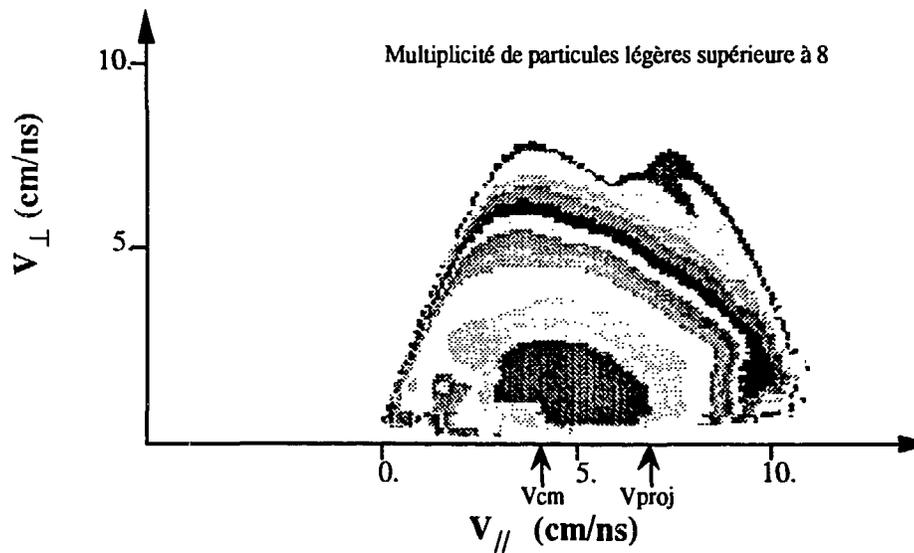
V_{proj} : vitesse du projectile

Figure VI-8

Particules de charge $Z=1$ à 25 MeV/A



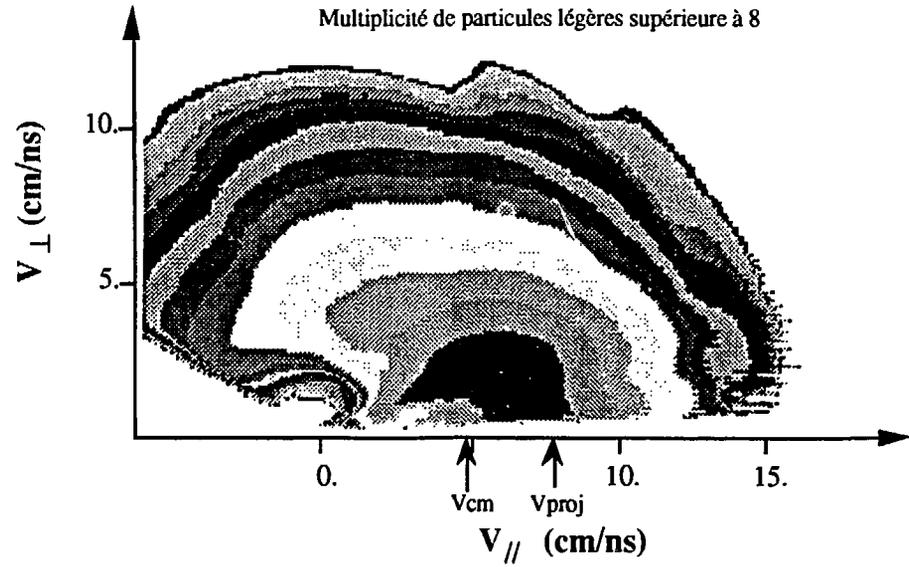
Particules de charge $Z=2$ à 25 MeV/A



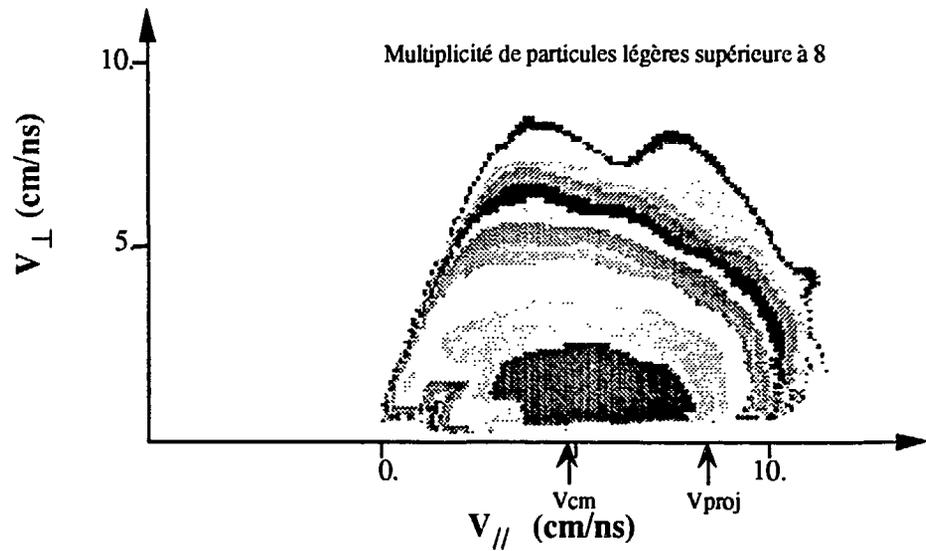
V_{proj} : vitesse du projectile
 V_{cm} : vitesse du centre de masse

Figure VI-9

Particules de charge $Z=1$ à 35 MeV/A



Particules de charge $Z=2$ à 35 MeV/A



V_{proj} : vitesse du projectile
 V_{cm} : vitesse du centre de masse

Figure VI-10

2-3 - Spectres en vitesse parallèle

Les spectres ($V_{//}, V_{\perp}$) ont montré que l'on pouvait en déduire la présence de sources émettrices de particules, mais il s'avère difficile de déterminer avec précision leur vitesse dans le référentiel du centre de masse.

Nous avons donc projeté ces spectres en section efficace invariante sur l'axe des vitesses parallèles, puis nous avons défini les fonctions permettant de reproduire au mieux ces courbes.

a - Fonction d'ajustement

Lorsqu'un noyau est "chaud", il se désexcite en émettant des particules de manière isotrope dans le référentiel du centre de masse. Nous supposons que, dans ce référentiel, les énergies des particules sont distribuées sur une maxwellienne (WEI37), d'où:

$$\frac{d\sigma}{dE} = K (E - \beta) \exp\left(-\frac{E - \beta}{\tau}\right)$$

Dans un modèle d'évaporation statistique classique, β et τ sont des paramètres assimilés à la barrière coulombienne et à la température du noyau. Dans le cas présent, ces paramètres sont libres. K est un coefficient de normalisation.

La fonction que nous désirons calculer afin de l'ajuster sur les données expérimentales est la fonction $\frac{d\sigma}{dV_{//}}$. Elle est définie à partir de la section efficace

$$\text{invariante } \sigma_{\text{inv}} = \frac{1}{V_{\perp}} \frac{d^2\sigma}{dV_{//}dV_{\perp}}$$

$$\text{Par définition, } \bar{E} = \frac{1}{2} m (V_{//}^2 + V_{\perp}^2) \Rightarrow \frac{dE}{dV_{\perp}} = m V_{\perp} = m V \sin\theta$$

$$d\Omega = 2\pi \sin\theta d\theta = \frac{2\pi}{V} dV_{//}$$

$$\text{Nous avons donc } \frac{d^2\sigma}{dV_{//}dV_{\perp}} = \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} \frac{d\Omega}{dV_{//}} \frac{dE}{dV_{\perp}}$$

$$\text{soit } \frac{d^2\sigma}{dV_{//}dV_{\perp}} = 2\pi m \sin\theta \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}$$

L'émission étant isotrope dans le système du centre de masse, on a :

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} = \frac{1}{4\pi} \frac{d\sigma}{dE}$$

on en déduit donc
$$\frac{d^2\sigma}{dV_{//} dV_{\perp}} = 2\pi m \sin\theta \frac{1}{4\pi} \frac{d\sigma}{dE}$$

soit
$$\frac{d^2\sigma}{dV_{//} dV_{\perp}} = K m \sin\theta (E - \beta) \exp\left(-\frac{E - \beta}{\tau}\right)$$

Si on étudie maintenant la distribution d'énergie en fonction de la section efficace

invariante, on obtient :
$$\sigma_{inv} = K \frac{m}{V} (E - \beta) \exp\left(-\frac{E - \beta}{\tau}\right)$$

soit, en fonction de $V_{//}$ et V_{\perp} ,

$$\sigma_{inv} \approx \frac{m}{\sqrt{V_{//}^2 + V_{\perp}^2}} \left[\frac{m}{2} (V_{//}^2 + V_{\perp}^2) - \beta \right] \exp\left(-\frac{\frac{m}{2} (V_{//}^2 + V_{\perp}^2) - \beta}{\tau}\right)$$

La fonction $\frac{d\sigma}{dV_{//}}$ (invariante) cherchée est donc

$$\frac{d\sigma}{dV_{//}} \approx \int_0^{\infty} \frac{m}{\sqrt{V_{//}^2 + V_{\perp}^2}} \left[\frac{m}{2} (V_{//}^2 + V_{\perp}^2) - \beta \right] \exp\left(-\frac{\frac{m}{2} (V_{//}^2 + V_{\perp}^2) - \beta}{\tau}\right) dV_{\perp}$$

Si on se place maintenant dans le référentiel du laboratoire, il nous faut remplacer $V_{//}$ et V_{\perp} par $V_{//lab}$ et $V_{\perp lab}$ tels que :

$$V_{//lab} = V_{//} - V_{source} \quad \text{où } V_{source} \text{ est la vitesse du noyau source émetteur}$$

$$V_{\perp lab} = V_{\perp}$$

b - Résultats

Nous allons utiliser cette fonction $\frac{d\sigma}{dV_{//}}$ dans le programme de minimisation Minuit (MIN81) afin de reproduire les fonctions expérimentales. Cette fonction d'ajustement nous permettra de déterminer de façon précise la vitesse du noyau source.

Nous avons utilisé cette méthode pour reproduire la forme de la courbe en $V_{//}$ des particules de charge 2 émises à 35 MeV/A dans les collisions les plus périphériques (Figure VI-11), ce qui correspond à la projection sur l'axe des vitesses parallèles du deuxième spectre de la figure VI-8.

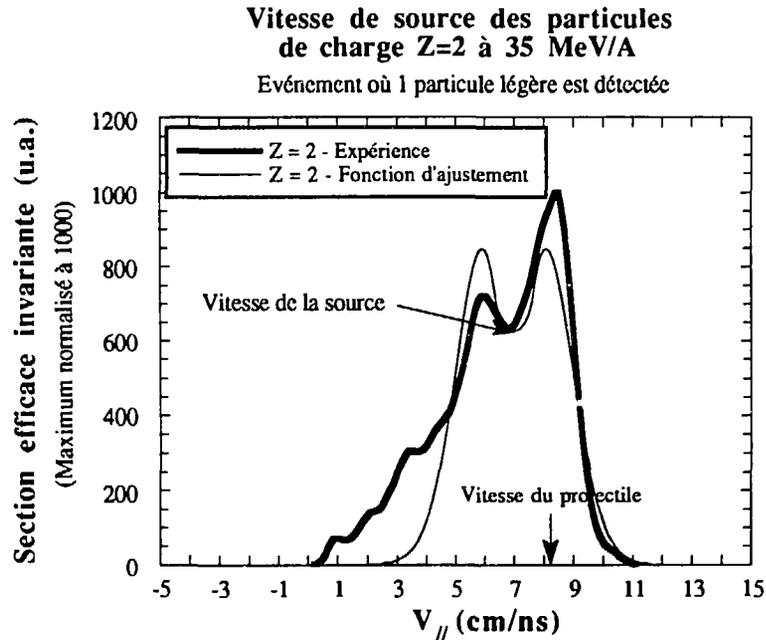


Figure VI-11

On voit sur cette figure que la fonction d'ajustement montre une vitesse de source à 7 cm/ns, valeur proche de la vitesse du projectile (8.22 cm/ns).

3 - Reproduction des distributions de vitesse parallèle - Détermination des vitesses de source

Les courbes expérimentales et calculées sont présentées sur les figures VI-12 à VI-14. On voit qu'il est très difficile de reproduire la forme des distributions de vitesse parallèle des particules de charge 1 (Figure VI-12). La raison en est que l'on a pris pour les protons, deutons et tritons une masse moyenne de 1.2, ce qui introduit une erreur sur les spectres en vitesse. Nous ne pourrions donc utiliser ces courbes pour déterminer avec précision la vitesse du noyau chaud.

En revanche, il existe un bon accord entre la distribution en vitesse parallèle des alphas ($Z=2$) et la fonction d'ajustement à 25 MeV/A (Figure VI-13) et 35 MeV/A (Figure VI-14).

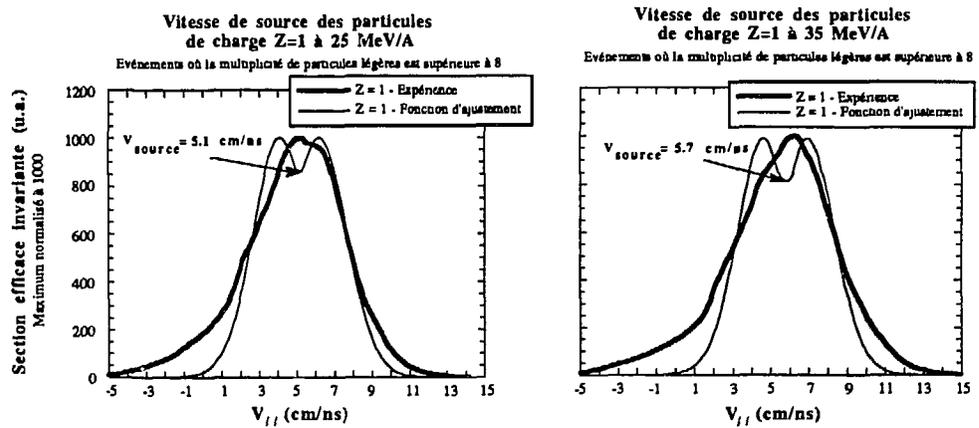


Figure VI-12

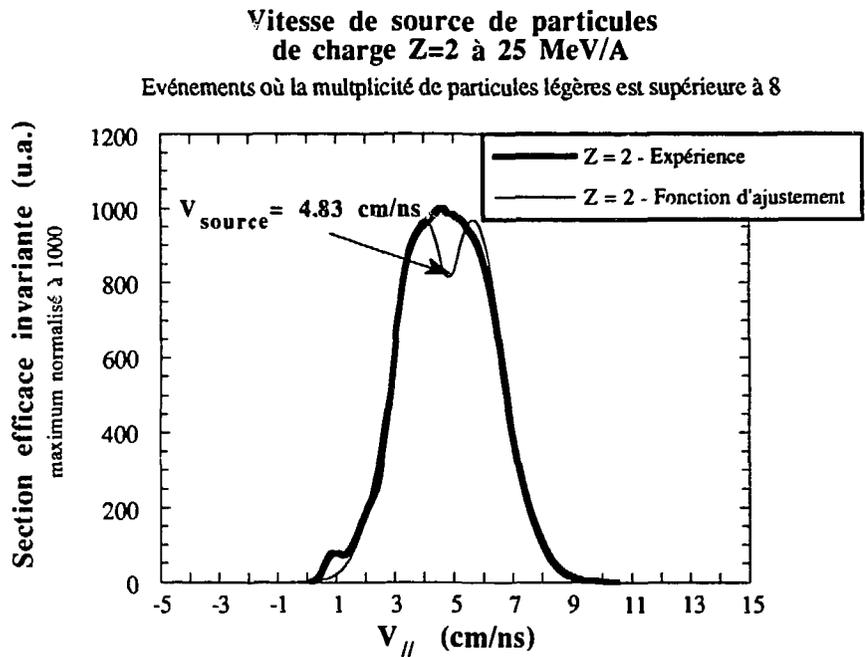


Figure VI-13

**Vitesse de source des particules
de charge $Z=2$ à 35 MeV/A**

Evénements où la multiplicité de particules légères est supérieure à 8

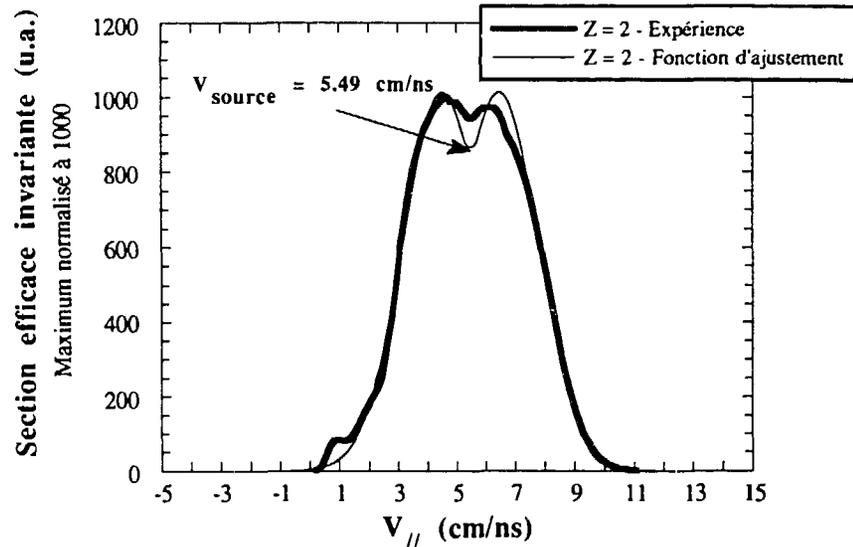


Figure VI-14

Une remarque s'impose sur la forme des projections des vitesses parallèles en section efficace invariante. Pour les particules de charge 2, cette forme est remarquablement symétrique, ce qui confirme l'isotropie de l'émission des particules légères (Figure VI-7) et la faible contribution des émissions de prééquilibre. Cette émission de prééquilibre est probablement plus visible sur les spectres des particules de $Z=1$ (Figures VI-9 et VI-10). Une différence notable entre le calcul et l'expérience est l'absence du minimum pour la valeur de la vitesse de source. Cet effet est principalement dû au fait qu'expérimentalement il n'y a pas une mais plusieurs sources, dont les vitesses sont distribuées autour de la valeur nominale. En moindre part, l'absence du minimum sur les spectres expérimentaux peut être expliquée par la procédure de lissage adoptée pour les spectres $(V_{//}, V_{\perp})$, ainsi que par la diminution de la barrière coulombienne, phénomène physique observé lorsque la température et donc la déformation des noyaux augmentent.

Les paramètres de la fonction d'ajustement nous fournissent la valeur de la vitesse de la source à 25 et 35 MeV/A.

Nous présentons dans le tableau 1 les résultats précédemment obtenus et ceux de cette expérience.

	Système étudié	Energie incidente (MeV/A)	Vitesse de source (cm/ns)
Cette expérience	$^{40}\text{Ca} + ^{27}\text{Al}$	25	4.83 ± 0.25
Cette expérience	$^{40}\text{Ca} + ^{27}\text{Al}$	35	5.49 ± 0.29
(JOU83)	$^{40}\text{Ar} + ^{27}\text{Al}$	27	4.63
(CUS91)	$^{40}\text{Ar} + ^{27}\text{Al}$	25	4.44 ± 0.3
(CUS91)	$^{40}\text{Ar} + ^{27}\text{Al}$	36	6.10 ± 0.1

Tableau 1 : Comparaisons des vitesses moyennes des noyaux chauds obtenues dans cette expérience et dans les références (JOU83) et (CUS91), avec des critères de sélection de collisions centrales différents.

4 - Caractéristiques expérimentales des noyaux chauds

Nous allons maintenant nous attacher à caractériser les noyaux chauds que nous avons isolés. Nous vérifierons tout d'abord à l'aide de la distribution angulaire des particules légères que ces noyaux sont thermalisés, puis nous déterminerons leur température; nous présenterons enfin l'énergie cinétique totale emportée par leurs particules légères de désexcitation.

4-1 - Distribution angulaire dans le référentiel du noyau source

Une vérification de notre critère de sélection des collisions centrales et du processus de thermalisation consiste à regarder la distribution angulaire des particules légères associée à une multiplicité supérieure (strictement) à 8. Dans le référentiel du noyau source, l'émission de particules légères est isotrope. La distribution angulaire de ces particules doit donc être "plate". C'est en effet ce que nous observons à 25 comme à 35 MeV/A (Figure VI-15), aux incertitudes expérimentales près.

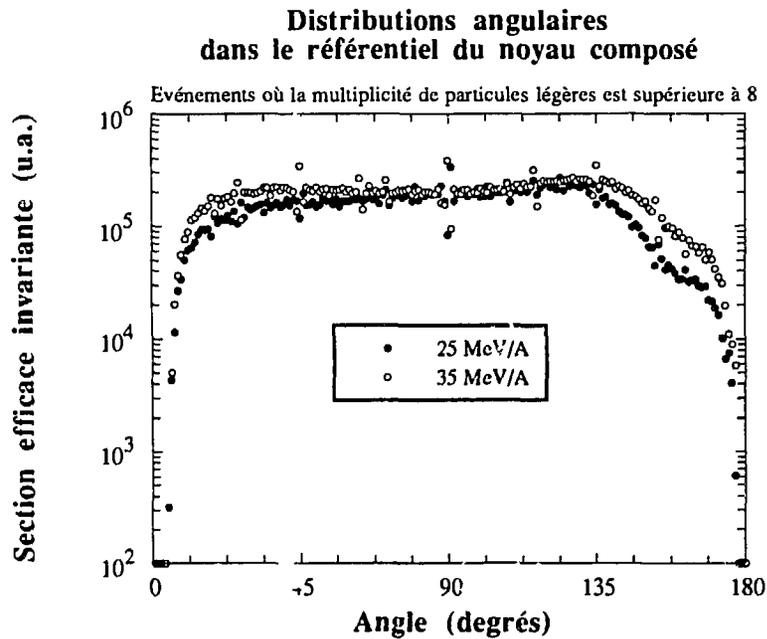


Figure VI-15 : Distributions angulaires des particules légères ($Z=1$ et $Z=2$) à 25 et 35 MeV/A, dans le référentiel du noyau composé, et en imposant qu'au moins 9 particules légères soient détectées.

4-2 - Détermination de la température

La température des noyaux chauds est calculée en lissant les spectres en énergie cinétique des particules de charge 2, dans le référentiel du noyau source. Nous utilisons comme fonction de lissage la fonction (SUR89) :

$$\frac{d^2\sigma}{dE d\theta} = K E \exp\left(-\frac{E}{T}\right)$$

avec T la température, E l'énergie cinétique des particules de $Z=2$ et K un facteur de normalisation.

Nous présentons sur les figures VI-16 et VI-17 les spectres en énergie cinétique des particules de $Z=2$, à 20° et 60° dans le référentiel du noyau source, pour les deux énergies incidentes. Ces spectres sont lissés pour différentes valeurs de la température. Ils montrent que le noyau source est thermalisé puisque, quelque soit l'angle d'observation, les spectres en énergie sont superposables sur deux ordres de grandeur, ce qui correspond aux sections efficaces les plus élevées.

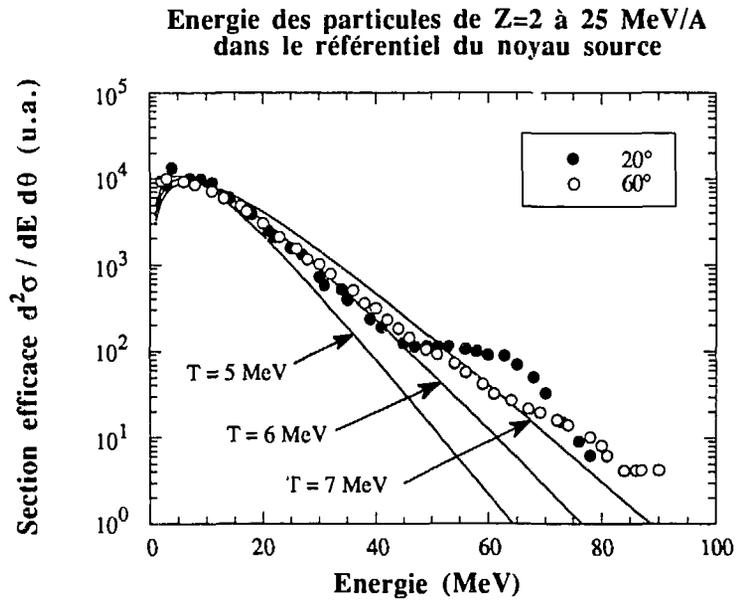


Figure VI-16 : Spectres en énergie cinétique à 25 MeV/A des particules de Z=2 détectées à 20° (ronds pleins) et 60° (ronds vides), dans le référentiel du noyau source. Les traits pleins correspondent aux fonctions de lissage pour différentes températures T.

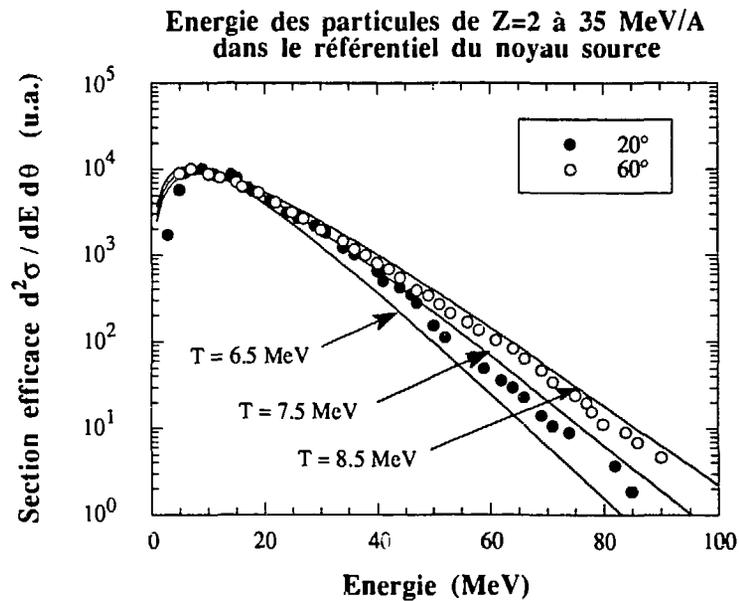


Figure VI-17 : Spectres en énergie cinétique à 35 MeV/A des particules de Z=2 détectées à 20° (ronds pleins) et 60° (ronds vides), dans le référentiel du noyau source. Les traits pleins correspondent aux fonctions de lissage pour différentes températures T.

Les températures des noyaux chauds que nous déduisons des fonctions de lissage de ces spectres sont donc de 6 MeV à 25 MeV/A et de 7.5 MeV à 35 MeV/A.

4-3 - Energie cinétique totale des particules légères

Une autre quantité facilement mesurable expérimentalement est l'énergie cinétique totale emportée par les particules légères, dans le référentiel du noyau source. Nous présentons sur la figure VI-18 les spectres obtenus à 25 et 35 MeV/A.

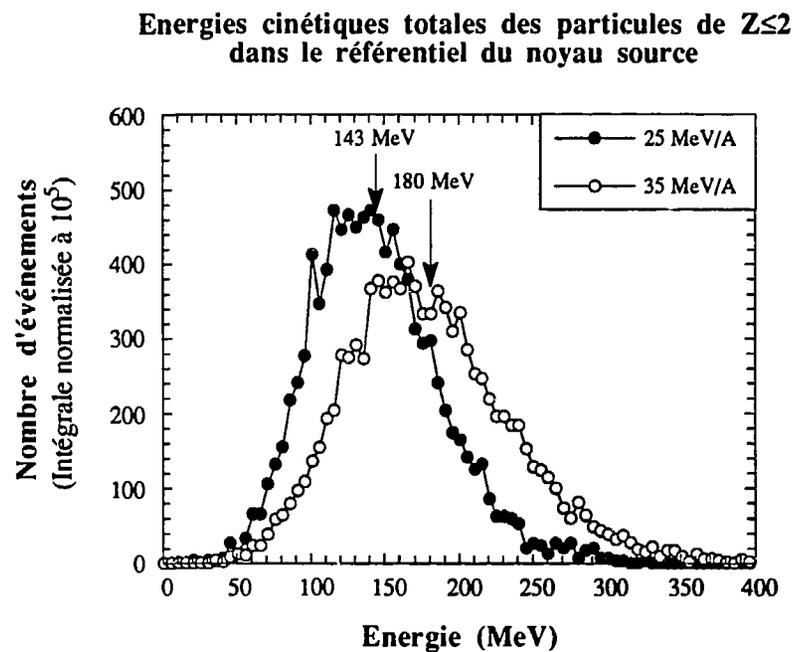


Figure VI-18 : Energies cinétiques totales emportées par les particules légères à 25 et 35 MeV/A, dans le référentiel du noyau source, corrigées de l'efficacité de détection. Les flèches indiquent les valeurs moyennes de ces énergies.

Le tableau suivant est un récapitulatif de nos résultats sur les noyaux chauds à 25 et 35 MeV/A.

Energie du projectile (MeV/A)	Vitesse de source (cm/ns)	Température mesurée (MeV)	Energie cinétique totale moyenne des $Z \leq 2$ (MeV)
25	4.83 ± 0.25	6 ± 0.6	143 ± 14
35	5.49 ± 0.27	7.5 ± 0.7	180 ± 18

Tableau 2 : Résultats expérimentaux sur les noyaux chauds à 25 et 35 MeV/A: vitesse de la source, température et énergie cinétique totale emportée en moyenne par les particules légères, dans le référentiel du noyau source.

5 - Détermination de la masse du noyau chaud et de son énergie d'excitation

5-1 - Modèle utilisé

Nous utilisons le modèle de transfert massif, qui suppose que le noyau le plus lourd (ici le projectile de calcium) participe en totalité à la réaction.

La loi de conservation de l'impulsion s'écrit :

$$A_p V_p + A_c V_c = A_s V_s + A'_c V'_c$$

avec A_p et V_p la masse et la vitesse du projectile

A_c et V_c la masse et la vitesse de la cible (ici $V_c=0$)

A'_c et V'_c la masse et la vitesse de la quasi-cible

A_s et V_s la masse et la vitesse du noyau composé

Comme la cible et la quasi-cible ont des vitesses nulles, on en déduit la relation :

$$A_p V_p = A_s V_s$$

Connaissant la vitesse du noyau composé, on peut donc en déduire sa masse.

Nous allons maintenant calculer son énergie d'excitation. Le bilan énergétique de la réaction s'écrit :

$$E = E^* + E_R + Q$$

avec E, énergie du projectile

E*, énergie d'excitation du noyau composé

E_R, énergie de recul du noyau composé

Q, bilan massique de la réaction

On en déduit, en négligeant Q,

$$E^* = E - E_R = \frac{1}{2} A_p V_p^2 - \frac{1}{2} A_s V_s^2 \Rightarrow E^* = \frac{1}{2} A_s V_s (V_p - V_s)$$

L'énergie d'excitation par nucléon est donc indépendante de la masse de la source et ne résulte que de l'hypothèse du transfert massif (une partie de la cible est spectatrice de la réaction), elle s'écrit :

$$\frac{E^*}{A_s} = \frac{1}{2} V_s (V_p - V_s)$$

5-2 - Résultats expérimentaux

Nous présentons dans le tableau 2 les résultats de ce modèle pour les deux énergies considérées.

Energie du projectile (MeV/A)	Vitesse de source (cm/ns)	Masse de la source	E* / A (MeV/A)	Energie d'excitation (MeV)
25	4.83 ± 0.25	57 ± 3	5.1 ± 0.51	292 ± 44
35	5.49 ± 0.27	60 ± 3	7.49 ± 0.75	450 ± 67

Tableau 3 : Comparaisons des vitesses, des masses, des énergies d'excitation des noyaux composés formés à 25 et 35 MeV/A.

Il nous faut considérer plusieurs facteurs pouvant introduire une erreur sur ces résultats :

1) Les valeurs trouvées pour la masse de la source émettrice sont calculées en considérant que le noyau projectile participe en totalité à la formation du noyau composé. Cette hypothèse n'est peut-être plus vraie à 35 MeV/A.

2) On peut raisonnablement estimer l'erreur faite sur la détermination de la vitesse de source à 5 %, compte-tenu de l'erreur expérimentale sur l'énergie.

Ces deux facteurs conjugués peuvent expliquer que l'on trouve une masse du noyau source supérieure à 35 MeV/A par rapport à 25 MeV/A. Les résultats du modèle de transfert massif sont intéressants dans la mesure où ils fournissent un ordre de grandeur des masses et énergies d'excitation des noyaux source.

6 - Etude des événements de "vaporisation"

Ces événements sont caractérisés par une charge totale de particules légères corrigée supérieure à 25. Nous avons pu vérifier grâce aux TDC placés de 4 à 24° que le taux de coïncidences fortuites était tout à fait négligeable dans ces événements, les particules légères détectées proviennent donc bien d'une seule réaction. Ces événements à haute multiplicité de particules légères sont sans doute associés à des noyaux très chauds. Le noyau composé excité se refroidit en émettant presque uniquement des particules de charge 1 et 2, c'est pourquoi nous les qualifions d'événements de vaporisation.

A 25 MeV/A, ils représentent 0.092% des événements, tandis qu'à 35 MeV/A ce pourcentage est de 0.27. Ils sont donc d'autant plus nombreux que l'énergie du projectile est élevée. En raison de leur rareté, nous ne pourrions caractériser ces événements que par des valeurs moyennes des observables et en comparant ces valeurs aux résultats généraux sur les noyaux chauds.

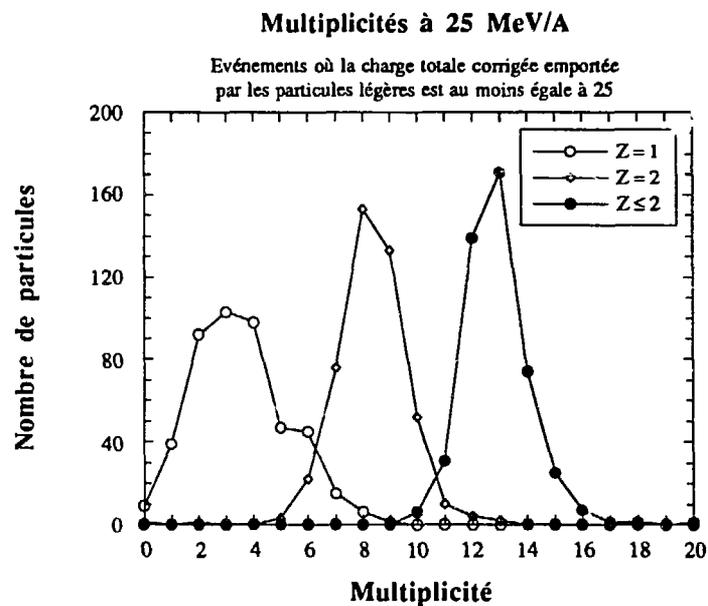


Figure VI-19 : Multiplicités de particules légères (charges $Z=1$ et $Z=2$), à 25 MeV/A, pour les événements dits de "vaporisation"

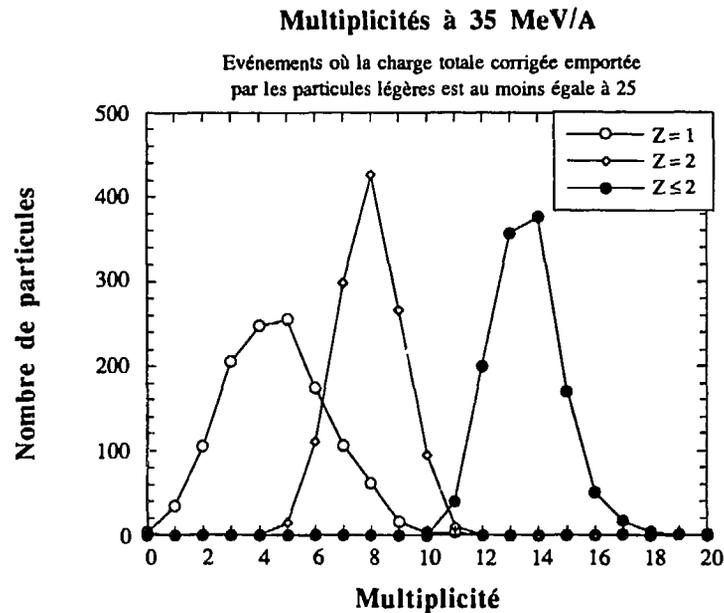


Figure VI-20 : Multiplicités de particules légères (charges $Z=1$ et $Z=2$) à 35 MeV/A, pour les événements dits de "vaporisation".

Nous présentons les courbes de multiplicités des particules légères correspondant à ces événements, à 25 MeV/A (Figure VI-19) et 35 MeV/A (Figure VI-20).

Ces courbes ont une forme semblable, et la multiplicité de particules légères la plus probable pour ces événements de vaporisation est de 13 à 25 MeV/A et de 14 à 35 MeV/A. Un résultat très intéressant est que la multiplicité de particules de $Z=2$ est environ deux fois plus élevée que la multiplicité de particules de $Z=1$. Si on calcule le rapport du nombre de particules de charge 1 sur le nombre de particules de charge 2, on trouve 0.48 à 25 MeV/A et 0.62 à 35 MeV/A. L'émission de particules de charge 2 est donc fortement favorisée pour ces événements, ce qui constitue une évolution continue du

rapport $\frac{\text{Nombre de particules de } Z=1}{\text{Nombre de particules de } Z=2}$ par rapport aux résultats précédents (Tableau 1, Chapitre IV).

Nous avons ensuite construit les spectres $(V_{//}, V_{\perp})$ des particules légères à 25 et 35 MeV/A. Les projections des spectres des particules de charge 2 sur l'axe des $V_{//}$ fournissent les vitesses des noyaux chauds émetteurs (Figures VI-21 et VI-22).

Vitesse de source des particules de Z=2
à 25 MeV/A

Evénements où la charge totale corrigée emportée
par les particules légères est au moins égale à 25

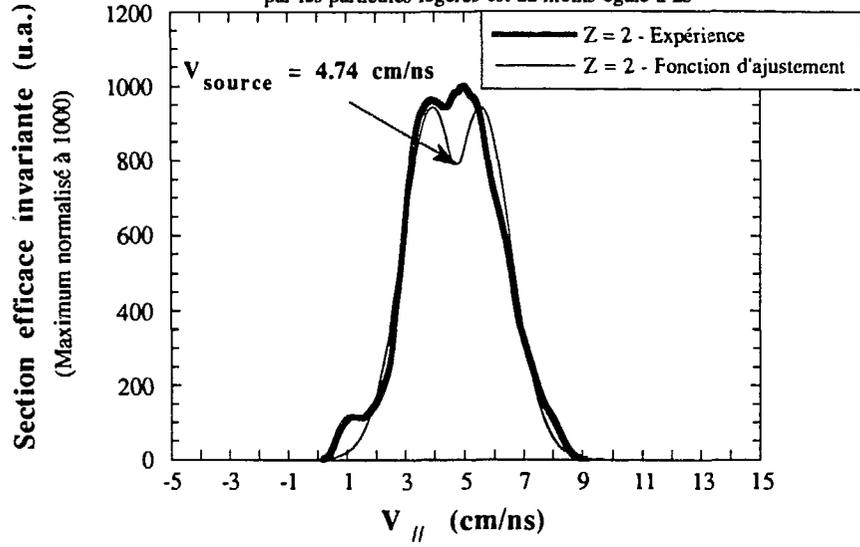


Figure VI-21

Vitesse de source des particules de Z=2
à 35 MeV/A

Evénements où la charge totale corrigée emportée
par les particules légères est au moins égale à 25

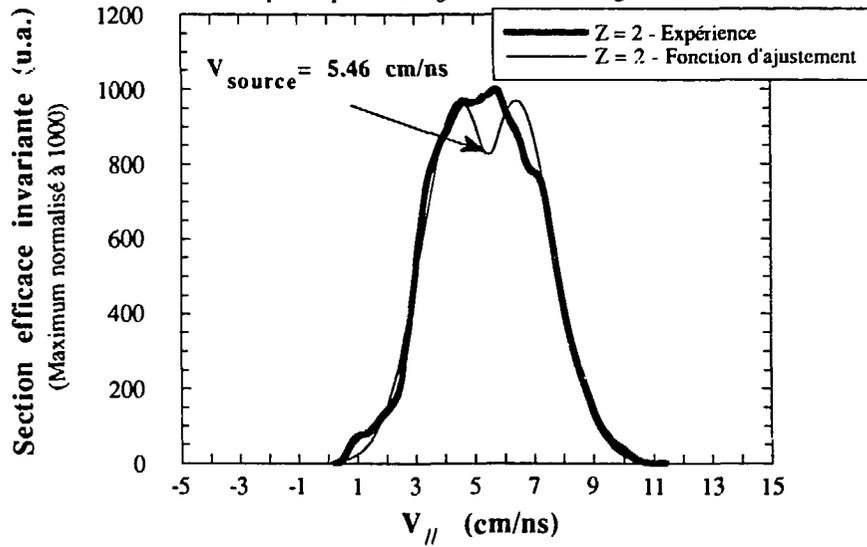


Figure VI-22

Les vitesses de source que nous en déduisons sont de 4.74 et 5.46 cm/ns. Elles sont donc à 25 comme à 35 MeV/A, intermédiaires entre la vitesse du centre de masse (respectivement 4.15 et 4.91 cm/ns) et la vitesse des noyaux chauds (respectivement 4.83 et 5.49 cm/ns).

Si nous utilisons le modèle de transfert massif pour calculer la masse et l'énergie d'excitation des noyaux chauds provenant des événements de vaporisation, nous obtenons les résultats présentés dans le tableau 3.

Energie du projectile (MeV/A)	Vitesse de source (cm/ns)	Masse de la source	Energie d'excitation (MeV)
25	4.74 ± 0.23	59 ± 3	309 ± 46
35	5.46 ± 0.27	60 ± 3	452 ± 68

Tableau 4 : Comparaisons des vitesses, des masses, des énergies d'excitation des noyaux composés formés à 25 et 35 MeV/A, pour les événements de "vaporisation".

Etude de l'énergie cinétique emportée par les particules légères

Le modèle de transfert massif permet d'estimer les valeurs des énergies d'excitation, mais avec une incertitude liée à l'hypothèse de départ de ce modèle (le projectile participe en totalité à la formation du noyau composé), ainsi qu'à l'erreur expérimentale sur la vitesse. Une variable facilement accessible pour l'analyse est l'énergie cinétique totale emportée par les particules légères, dans le référentiel du noyau composé, E_{tot} . Elle est reliée à l'énergie d'excitation E^* par la relation :

$$E^* = E_{tot} + Q + N \times 2T$$

avec Q le bilan massique, T la température du noyau et N le nombre de neutrons émis.

A 25 MeV/A, nous avons calculé que l'énergie cinétique totale emportée en moyenne par les particules légères dans les événements de "vaporisation" est égale à 210 MeV, à comparer à la valeur de 143 MeV obtenue pour les événements chauds. A 35 MeV/A, cette énergie est de 268 MeV, à comparer à 180 MeV. Ces valeurs

correspondent donc aux queues des distributions d'énergies cinétiques présentées sur la figure VI-18.

Les valeurs moyennes d'énergie cinétique totale emportée par les particules légères, dans le système du noyau source, semblent donc montrer que les énergies d'excitation des noyaux chauds des événements de vaporisation sont plus élevées que celles des noyaux chauds, résultat qui n'est pas mis en évidence par les calculs réalisés à l'aide du modèle de transfert massif.

Nous avons donc sélectionné une classe particulière de noyaux chauds dont les énergies d'excitation semblent plus élevées que l'énergie d'excitation moyenne calculée à 25 et 35 MeV/A au paragraphe 3. Ces noyaux très chauds se désexcitent en se vaporisant, c'est-à-dire en n'émettant que des particules légères, et en privilégiant parmi celles-ci l'émission des particules de charge 2 par rapport aux particules de charge 1.

CHAPITRE VII :
Comparaisons avec un code d'évaporation

VII - Comparaisons avec un code d'évaporation

1- Présentation du code

Dans ce chapitre, nous allons comparer les résultats expérimentaux obtenus à 25 et 35 MeV/A aux résultats d'un code d'évaporation. Cette comparaison sera faite sur les distributions en charge, les multiplicités de particules, les énergies cinétiques totales emportées par les particules de charges 1 et 2, les spectres en énergie des particules de $Z=2$, dans le référentiel du centre de masse.

Le code d'évaporation utilisé est le code EDMON (AUG87). Il réalise un calcul purement séquentiel, qui consiste en une série de désintégrations binaires. Ce calcul est réalisé dans le référentiel du centre de masse et ses données de départ sont la masse, la charge, l'énergie d'excitation et le moment angulaire du noyau considéré. Il prédit les distributions moyennes en masse, en charge, en énergie et en moment angulaire des noyaux de désexcitation et s'arrête lorsque ces derniers sont "froids", c'est-à-dire que leur énergie d'excitation est insuffisante pour leur permettre d'émettre de nouvelles particules.

Dans ce code, tous les processus de désexcitation sont traités avec le même formalisme, ainsi que le proposait Moretto (MOR75) puis Swiatecki (SWI83), et vont de l'émission de particules légères à la fission en passant par la production de fragments lourds. Ce code prend également en compte le moment angulaire pour le calcul du rapport d'embranchement entre les différentes voies de désintégration binaire. A chaque étape de la cascade, on étudie la désexcitation du noyau père de masse M , charge Z , énergie d'excitation E^* , moment angulaire L , en deux fragments fils (M_1, Z_1, E^*_1, L_1) et (M_2, Z_2, E^*_2, L_2).

La probabilité de transition est liée à la densité d'états au point selle associé à une asymétrie de masse, et s'écrit :

$$\Gamma = \frac{T}{2\pi} \left(\frac{E^* - E_{rot}}{W} \right)^2 \exp(2\sqrt{a}W)$$

avec :

$$W = E^* + Q - V_{ps} - E_{rot,ps}$$

$$W = E^* - B, \text{ où } B \text{ est la barrière au point selle}$$

Q , bilan massique obtenu en calculant la moyenne pondérée de la valeur extraite des tables de masses Q_{MT} (WAP77) et celle calculée à l'aide du modèle de la goutte liquide à haute température Q_{GL} :

$$Q = X Q_{MT} + (1-X) Q_{GL} \quad \text{où } X = \exp(-a_q T) \quad a_q = 1 \text{ MeV}^{-1} \text{ (WIL76)}$$

E_{rot} : énergie de rotation du noyau père

$E_{rot ps}$: énergie de rotation au point selle

V_{ps} : énergie potentielle, au point selle (KRA79)

$a = \frac{M}{8.5}$, paramètre de densité de niveaux

T : température du noyau au point selle

A chaque étape, on considère donc toutes les possibilités de désexcitation du noyau initial en deux fragments contenus dans les tables de masse, ou en des noyaux lourds dont le rapport $\frac{N}{Z}$ est proche de celui du noyau composé (en tenant compte des noyaux riches en neutrons). Le programme choisit alors statistiquement la voie de désexcitation empruntée.

2 - Résultats

Au chapitre précédent, nous avons calculé à partir du modèle de transfert massif les énergies d'excitation des noyaux composés formés dans la réaction $^{40}\text{Ca} + ^{27}\text{Al}$ à 25 et 35 MeV/A. Ces valeurs dépendent de la détermination de la vitesse de la source émettrice et sont donc données avec une barre d'erreur.

Nous allons déterminer plus précisément les énergies d'excitation en reproduisant à l'aide du code d'évaporation Edmon les courbes représentant l'énergie cinétique totale emportée par les particules légères, dans le référentiel du centre de masse.

L'incertitude sur la masse du noyau composé (± 3 unités de masse) est suffisamment faible pour ne pas avoir d'effet significatif sur l'énergie cinétique des fragments émis, leur multiplicité et leur distribution en charge. Nous considérerons donc dans le code d'évaporation la désexcitation d'un noyau de masse 60 et de charge 30. En revanche, l'énergie d'excitation du noyau composé a une grande influence sur les paramètres que nous étudions.

Nous avons successivement considéré un noyau composé d'énergie d'excitation égale à 340, 360 et 380 MeV. Nous constatons sur la figure VII-1 que c'est la valeur 360 qui nous fournit le meilleur compromis pour reproduire les résultats expérimentaux à 25 MeV/A. En effet on constate, Figure VII-2, que pour une énergie d'excitation égale à 340 MeV, la partie basse énergie du spectre expérimental est bien reproduite mais que le désaccord est important pour la partie haute énergie, alors que nous observons le phénomène inverse quand $E^*=380$ MeV. Enfin, seule la valeur $E^*=360$ MeV reproduit bien le maximum de la courbe.

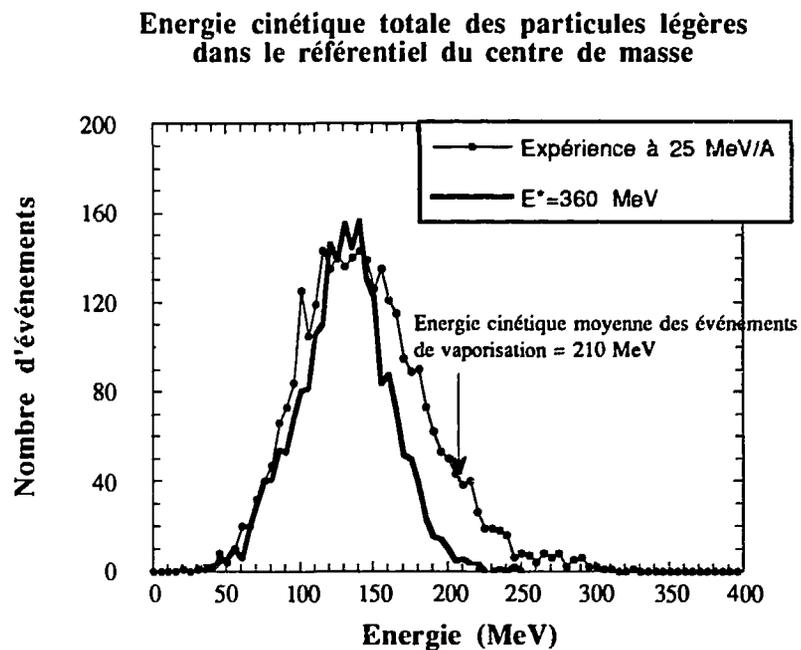


Figure VII-1 : Energie cinétique totale emportée par les particules légères ($Z=1$ et 2), dans le référentiel du noyau source, déterminée expérimentalement et à l'aide du code d'évaporation. La flèche indique la valeur moyenne de cette énergie pour les événements dits de "vaporisation".

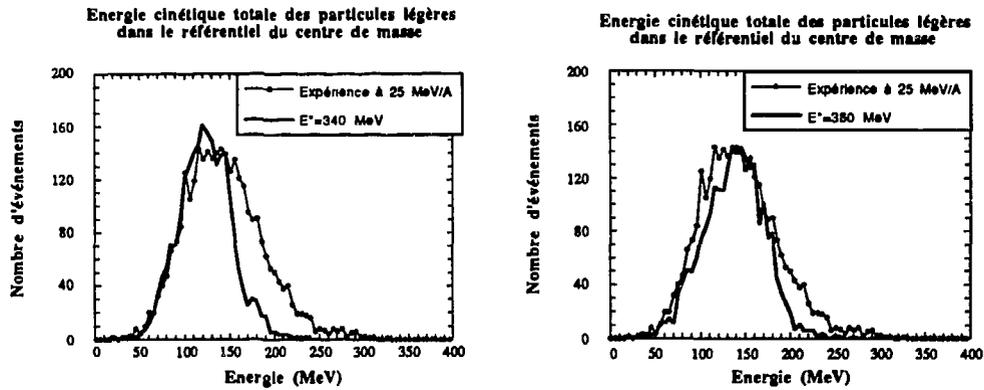


Figure VII-2 :Energies cinétiques totales emportées par les particules légères, dans le référentiel du noyau source, déterminées expérimentalement et à l'aide du code d'évaporation pour deux énergies d'excitation $E^*=340$ MeV (figure gauche) et $E^*=380$ MeV (figure droite).

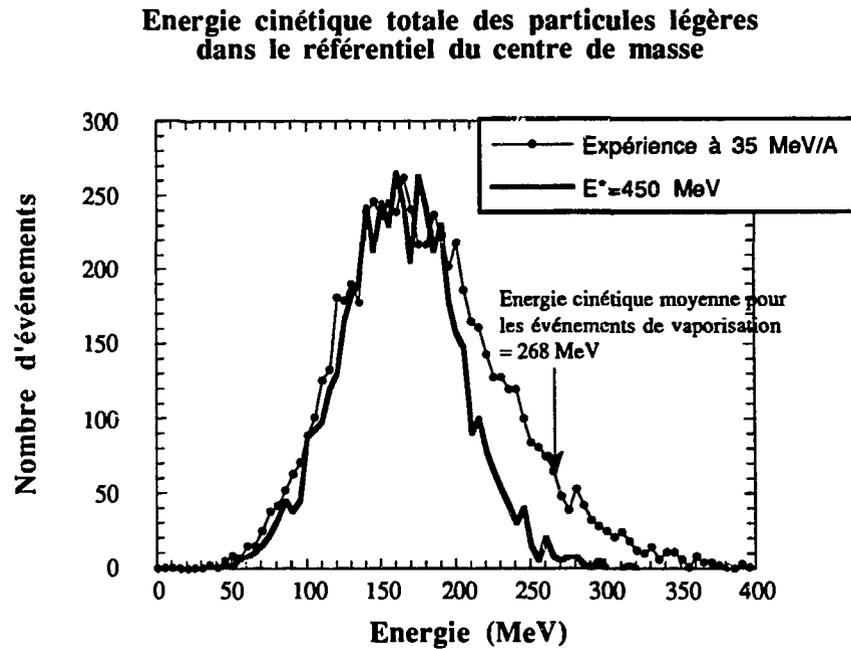


Figure VII-3 : Energie cinétique totale emportée par les particules légères ($Z=1$ et 2), dans le référentiel du noyau source, déterminée expérimentalement et à l'aide du code d'évaporation. La flèche indique la valeur moyenne de cette énergie pour les événements dits de "vaporisation".

Nous avons ensuite reproduit les résultats expérimentaux à 35 MeV/A, et nous avons constaté que l'accord était le meilleur lorsque l'on fournissait au noyau composé initial du code Edmon, une énergie d'excitation égale à 450 MeV (Figure VII-3).

Il nous faut toutefois remarquer qu'il existe un écart significatif entre les courbes expérimentales et les courbes déduites du code d'évaporation dans la zone des hautes énergies. A cela, il existe plusieurs raisons :

- les énergies d'excitation des noyaux chauds produits expérimentalement dans la réaction $^{40}\text{Ca}+^{27}\text{Al}$ sont distribuées autour d'une valeur moyenne, tandis que les noyaux chauds étudiés dans le code d'évaporation ont une énergie d'excitation bien déterminée.

- nous avons estimé l'erreur expérimentale sur l'énergie à 8 %. L'incertitude absolue est donc d'autant plus importante que l'énergie est élevée et tend à rapprocher la courbe expérimentale de la courbe fournie par Edmon.

- expérimentalement, nous prenons en compte toutes les particules légères détectées lors des collisions centrales, sans distinguer parmi elles les particules de prééquilibre. Or nous avons vu sur les spectres ($V_{//}, V_{\perp}$) du chapitre VI que, principalement pour les particules de $Z=1$, la partie de faible vitesse parallèle ne semblait pas provenir uniquement de la source chaude que nous avons identifiée; il faut remarquer toutefois que cette zone de vitesse parallèle représente une faible proportion de la section efficace totale.

Nous considérerons par la suite dans le code Edmon, pour reproduire les résultats expérimentaux, **un noyau initial de masse 60, de charge 30, de moment angulaire maximal 50ħ et d'énergie d'excitation 360 MeV pour une énergie du projectile de 25 MeV/A et 450 MeV pour 35 MeV/A.**

Nous allons maintenant étudier les multiplicités déduites du code d'évaporation avec ces hypothèses (Figures VII-4 et VII-5). Sur ces deux figures, une flèche indique la limite inférieure en multiplicité de particules légères que nous avons choisie pour sélectionner les collisions les plus centrales à partir des données expérimentales.

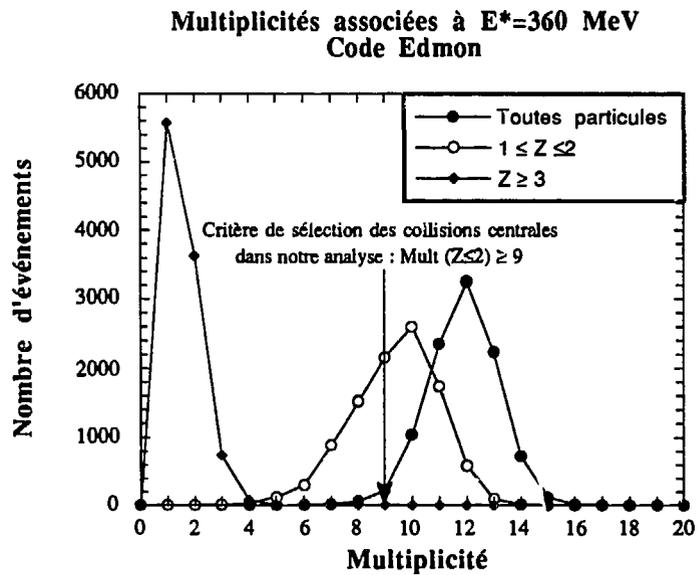


Figure VII-4 : Multiplicité totale (ronds pleins), multiplicité de particules légères (ronds vides) et multiplicité d'ions lourds (losanges) calculées à l'aide du code Edmon pour un noyau de masse 60 et d'énergie d'excitation 360 MeV.

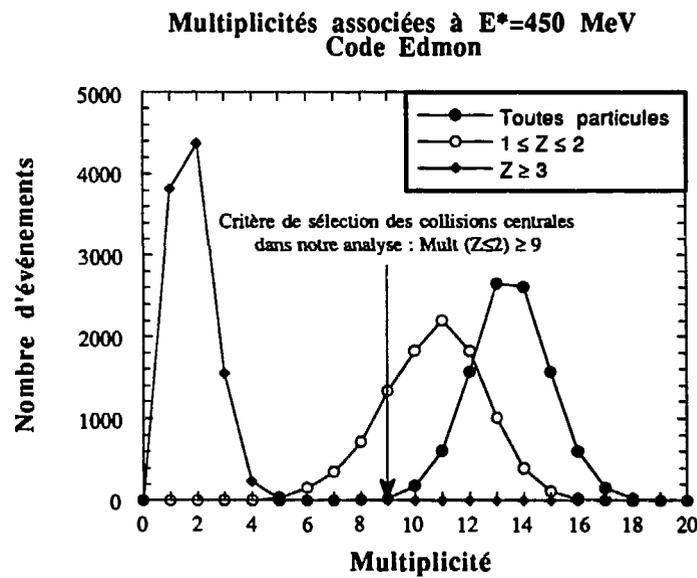


Figure VII-5 : Multiplicité totale (ronds pleins), multiplicité de particules légères (ronds vides) et multiplicité d'ions lourds (losanges) calculées à l'aide du code Edmon pour un noyau de masse 60 et d'énergie d'excitation 450 MeV.

La figure VII-6 montre les distributions de charge obtenues avec le code Edmon, pour les deux valeurs d'énergie d'excitation 360 et 450 MeV.

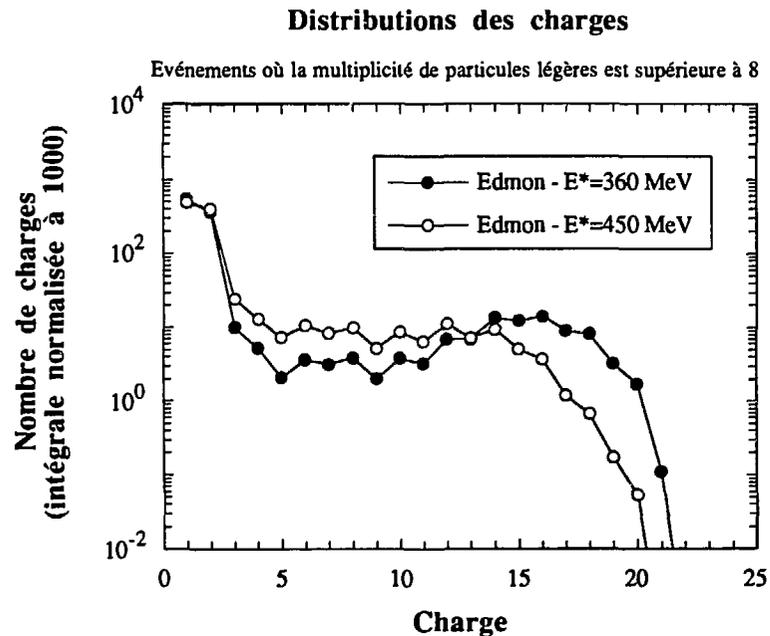


Figure VII-6 : Distributions des charges calculées à l'aide du code Edmon, pour un noyau de masse 60, de moment angulaire $50\hbar$, et d'énergies d'excitation 360 et 450 MeV. Les données sont présentées en normalisant le nombre total de charges à 1000.

Nous remarquons pour cette deuxième valeur une modification très nette de la distribution en charge par rapport à 360 MeV, avec un dépeuplement de la zone des $Z \geq 15$ au profit des charges moins élevées ($Z \leq 10$). Les résidus de fusion présents pour $E^*=360$ MeV semblent avoir disparu pour $E^*=450$ MeV, alors que le nombre de fragments de masse intermédiaire a augmenté. Cette différence des distributions des charges est uniquement due à la différence d'énergie d'excitation puisque dans ces deux cas le code d'évaporation est inchangé. On ne peut donc évoquer l'apparition d'un nouveau processus de désexcitation des noyaux chauds.

Les résultats expérimentaux sur la distribution en charge des fragments obtenue à 25 et 35 MeV/A sont alors comparés aux résultats du code d'évaporation pour des énergies d'excitation de 360 et 450 MeV (Figures VII-7 et VII-8).

Distributions des charges

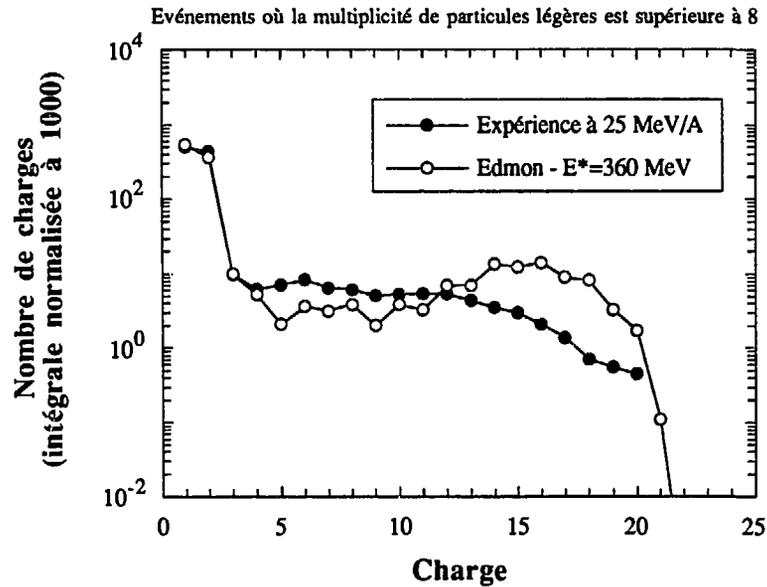


Figure VII-7 : Distributions des charges pour l'expérience à 25 MeV/A (ronds pleins) et pour le code d'évaporation, en considérant un noyau initial d'énergie d'excitation $E^*=360$ MeV (ronds vides).

Nous avons dans notre analyse (chapitre IV) choisi comme critère de sélection des événements centraux une multiplicité de particules légères supérieure à 8. Nous nous restreindrons donc dans les résultats du code d'évaporation Edmon aux événements répondant à ce même critère. A 25 MeV/A, on constate un certain désaccord sur la distribution en charge expérimentale et le résultat du code d'évaporation (de l'ordre d'un facteur 3 sur le nombre de fragments de $3 \leq Z \leq 15$ émis). Ce désaccord est d'autant plus important que la charge est élevée, puisque, pour les fragments de charge supérieure à 15, leurs nombres déduits de l'expérience et du code d'évaporation diffèrent d'un ordre de grandeur. Si on considère maintenant les résultats obtenus à 35 MeV/A, c'est-à-dire en considérant dans Edmon une énergie d'excitation initiale de 450 MeV, l'accord entre l'expérience et la simulation est meilleur.

Distributions des charges

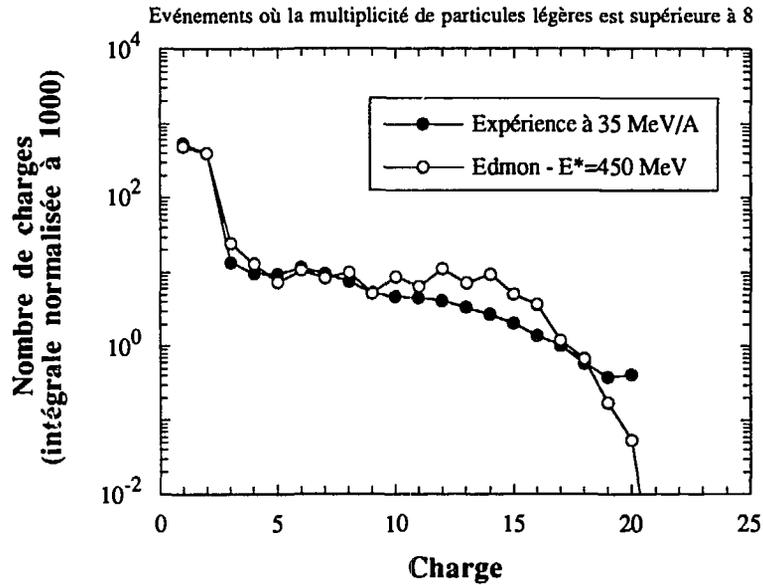


Figure VII-8 : Distributions des charges pour l'expérience à 35 MeV/A (ronds pleins) et pour le code d'évaporation, en considérant un noyau initial d'énergie d'excitation $E^*=450$ MeV (ronds vides).

Il est difficile de conclure qui de Edmon ou de l'expérience conduit à la plus grande erreur sur la distribution des charges. Nous ne pouvons pas conclure à un problème expérimental d'efficacité pour une des deux énergies incidentes car, au chapitre V, nous avons pu constater qu'AMPHORA était aussi efficace dans sa détection des produits de désexcitation à 25 et 35 MeV/A. D'autre part, nous avons fait passer les résultats du code au travers d'un filtre expérimental reproduisant le fonctionnement du multidétecteur (seuils angulaires et énergétiques, incertitudes sur l'identification des charges, efficacité de détection...), et nous n'observons pas de modification notable.

Nous avons également étudié l'évolution de la distribution des charges pour différentes valeurs du moment angulaire d'une part et du paramètre de densité de niveaux d'autre part. Les différences observées ne sont pas suffisamment importantes pour expliquer la distribution de charges obtenue expérimentalement.

Afin de vérifier les valeurs de température déduites de l'expérience, nous avons construit les spectres en énergie des particules de charge $Z=2$, dans le référentiel du noyau source, à partir des résultats du code d'évaporation. Dans un premier temps nous avons directement déduit ces spectres du code Edmon, puis nous avons fait passer ces résultats au travers du filtre expérimental et construit les spectres des particules de $Z=2$ en suivant la même procédure qu'expérimentalement, c'est-à-dire à partir des spectres ($V_{//}$, V_{\perp}) afin d'estimer le biais introduit par cette procédure. Les spectres obtenus sont présentés sur les figures VII-9 et VII-10.

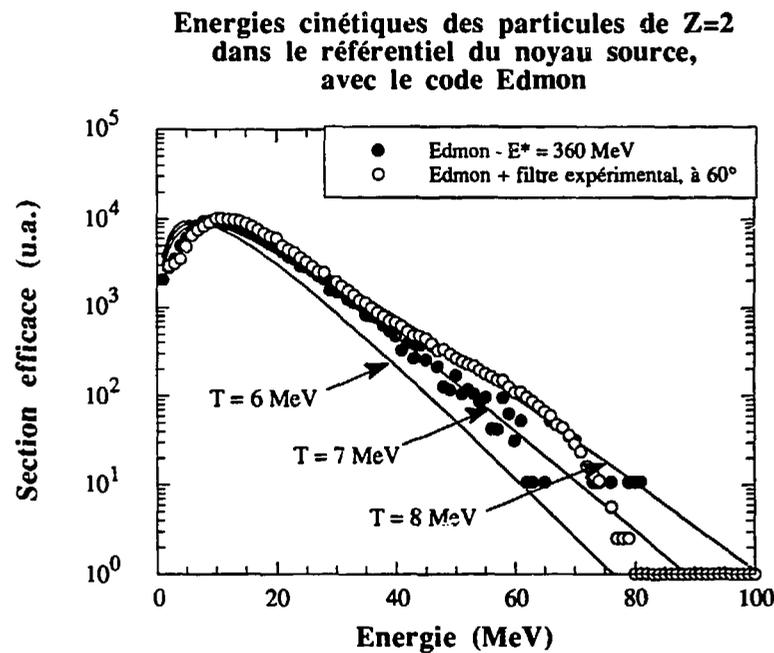


Figure VII-9 : Spectres en énergie des particules de charge $Z=2$, dans le référentiel du noyau source, obtenus à partir des résultats du code Edmon pour un noyau de masse 60 et d'énergie d'excitation 360 MeV (ronds pleins). Les ronds vides correspondent à ces mêmes spectres passés au travers du filtre expérimental et à un angle de 60° . Les courbes en trait plein représentent les fonctions de lissage définies au chapitre VI-4-2, pour différentes valeurs de la température.

**Energies cinétiques des particules de Z=2
dans le référentiel du noyau source,
avec le code Edmon**

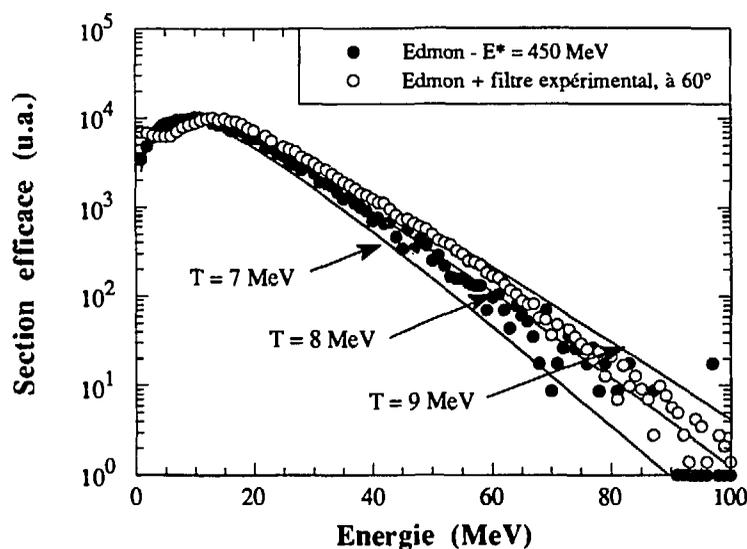


Figure VII-10 : Spectres en énergie des particules de charge Z=2, dans le référentiel du noyau source, obtenus à partir des résultats du code Edmon pour un noyau de masse 60 et d'énergie d'excitation 450 MeV (ronds pleins). Les ronds vides correspondent à ces mêmes spectres passés au travers du filtre expérimental et à un angle de 60°. Les courbes en trait plein représentent les fonctions de lissage définies au chapitre VI-4-2, pour différentes valeurs de la température.

On remarque un léger écart entre les spectres "bruts" déduits du code Edmon et les spectres corrigés de l'efficacité de détection du multidétecteur. Toutefois cet écart est faible et les valeurs de température que nous en déduisons sont identiques, compte tenu de l'erreur liée à la méthode de détermination (10%). On obtient donc T=7 MeV pour une énergie d'excitation E*=360 MeV et T=8 MeV pour E*=450 MeV. Nous allons maintenant calculer la température "théorique" du noyau source à partir de la formule (déduite du modèle du gaz de Fermi) :

$$E^* \approx a T^2 - \frac{3}{2} T \quad \text{avec } a = \frac{M}{8.5}$$

où E* l'énergie d'excitation thermique. L'énergie d'excitation totale du noyau composé comprend deux contributions principales, l'une thermique et l'autre rotationnelle. Le

noyau composé ayant une masse 60 et un moment angulaire maximal de $50\hbar$, nous pouvons estimer l'énergie de rotation moyenne à environ 70 MeV.

On obtient alors les valeurs moyennes de températures suivantes : $T=6.5$ MeV pour $E^*=360$ MeV et $T=7.44$ MeV pour $E^*=450$ MeV.

Le tableau 1 présente les valeurs de température obtenues à l'aide des différentes méthodes.

	Expérience		Code d'évaporation	
	25 MeV/A	35 MeV/A	$E^*=360$ MeV	$E^*=450$ MeV
Température (MeV)				
méthode: Spectres en énergie des $Z=2$	6 ± 0.6	7.5 ± 0.7	7 ± 0.7	8 ± 0.8
Température "théorique" initiale			6.5 ± 0.6	7.44 ± 0.7

Tableau 1 : Valeurs de températures déduites de l'expérience et du code d'évaporation.

On constate que la méthode de détermination de la température à partir des spectres en énergie des particules de charge $Z=2$ donnés par le code Edmon, fournit des valeurs de température en accord avec les températures "théoriques" des noyaux initiaux, compte-tenu des incertitudes de la méthode.

Si on compare maintenant les résultats de cette même méthode aux températures déduites des spectres expérimentaux, on remarque là aussi un bon accord entre l'expérience et le code d'évaporation.

Nous présentons dans le tableau 2, les résultats de l'expérience et d'Edmon sur l'importance relative de trois classes d'ions lourds. Ils mettent bien en évidence l'accord entre la simulation et l'expérience à 35 MeV/A, tandis qu'à 25 MeV/A le code d'évaporation a du mal à reproduire les résultats expérimentaux.

Charge	Expérience		Code d'évaporation	
	25 MeV/A	35 MeV/A	E*=360 MeV	E*=450 MeV
3 à 8	54.2	66.6	24.8	55.6
9 à 14	35.8	27.0	32.2	36.2
15 à 20	10.0	6.4	43.0	8.2

Tableau 2 : Pourcentages relatifs de trois classes de fragments lourds, en ne considérant que les événements pour lesquels la multiplicité de particules légères est supérieure à 8.

Nous avons remarqué aux chapitres IV et V une évolution du nombre de particules de charge 1 émises par rapport aux particules de charge 2, rapport qui évoluait en fonction de la multiplicité de particules légères, mais aussi de l'énergie incidente.

Nous avons donc calculé ce rapport avec les résultats du code d'évaporation, pour des multiplicités de particules légères supérieures à 8, et l'avons comparé avec les résultats expérimentaux à 25 et 35 MeV/A, résultats sur lesquels il y existe peu d'erreur, ces particules étant très bien identifiées grâce au CsI(Tl). Les valeurs obtenues sont présentées dans le tableau 3.

	Expérience		Code Edmon	
	25 MeV/A	35 MeV/A	E*=360 MeV	E*=450 MeV
$\frac{\text{Nombre de } Z=1}{\text{Nombre de } Z=2}$	1.16	1.34	1.49	1.24

Tableau 3 : Evolution du nombre de particules de charge 1 émises par rapport au nombre de particules de charge 2 en fonction de l'énergie incidente d'une part (expérience) et de l'énergie d'excitation du noyau initial d'autre part (code d'évaporation).

La remarque faite sur la difficulté d'Edmon à reproduire les résultats observés à 25 MeV/A concerne également les particules légères, puisque le code d'évaporation prévoit une émission de particules de charge 1 une fois et demie plus importante que

l'émission de particules de charge 2, alors que le facteur calculé expérimentalement est de 1.16. Il faut toutefois remarquer que ce facteur varie sensiblement dans le code d'évaporation, en fonction par exemple du moment d'inertie du noyau émetteur.

Nous avons donc pu constater que le code d'évaporation fournissait des valeurs d'énergie d'excitation, d'énergie cinétique et des températures de source en accord avec les résultats expérimentaux. Par contre, le code semble trop simple dans sa forme actuelle pour reproduire de façon précise les distributions de charge. Il conviendrait d'améliorer la détermination de différents paramètres (paramètre de densité de niveaux, barrière de fission...) dont les variations ont des effets importants sur les distributions des charges.

CONCLUSIONS

Conclusions

Le système $^{40}\text{Ca}+^{27}\text{Al}$ (ou $^{40}\text{Ar}+^{27}\text{Al}$) a fait l'objet de nombreuses études depuis une dizaine d'années. Entre 10 et 35 MeV/A, les auteurs des références (JOU83, AUG86) ont suivi, par des mesures inclusives, l'évolution des résidus lourds de fusion ($Z \geq 15$) en fonction de l'énergie d'excitation du noyau composé. A basse énergie, ces fragments lourds résultent d'une fusion complète des noyaux projectile et cible. Lorsque l'énergie du projectile augmente, cette fusion complète évolue vers une fusion incomplète interprétée comme un transfert massif du participant le plus léger (ici la cible d'Al), vers le plus lourd (le Ca). Entre 27 et 35 MeV/A, ces résidus lourds de fusion sont de plus en plus difficiles à séparer des fragments de fissions asymétriques et des produits de réactions dissipatives ou de fragmentation du projectile. A 35 MeV/A, les auteurs de la référence (AUG86) voient disparaître ces résidus de fusion, disparition qu'ils associent à un changement des mécanismes de désexcitation des noyaux chauds. A la suite de ces expériences, J. Péter et al. ont poursuivi ces mesures jusqu'à 85 MeV/A en utilisant pour la première fois un multidétecteur 4π (installé dans NAUTILUS, au Ganil), ce qui leur permet de réaliser des mesures exclusives. Ils mettent en évidence une augmentation du nombre de fragments de masse intermédiaire ($4 \leq Z \leq 8$) associés aux collisions centrales, entre 25 et 35 MeV/A. Ce brusque accroissement peut expliquer la disparition des résidus lourds de fusion observée auparavant (AUG86).

Suite à ces résultats et aux différentes interprétations auxquelles ils donnaient lieu quant à l'évolution des processus de désexcitation (désexcitation séquentielle ou multifragmentation), nous avons décidé de poursuivre l'étude du système $^{40}\text{Ca}+^{27}\text{Al}$ à l'aide du multidétecteur AMPHORA dont les caractéristiques de détection (identification des charges 1 à 20) correspondaient parfaitement à nos exigences. Nous nous sommes restreints au domaine d'énergie incidente où semblait apparaître une modification des processus de désexcitation des noyaux chauds (25-35 MeV/A).

Le multidétecteur AMPHORA nous a effectivement permis de réaliser ces mesures avec une très bonne efficacité, tant pour les particules légères que pour les fragments lourds ($3 \leq Z \leq 20$). La qualité d'identification obtenue pour les particules légères et le travail important de calibration qui a suivi nous permettent d'avoir une grande confiance dans nos résultats. Pour les ions lourds, la procédure s'est révélée plus délicate en raison de la mauvaise qualité des scintillateurs plastiques rapides. En conséquence, l'identification des fragments les plus lourds ($Z \geq 10$) se trouve entachée d'une erreur significative et nous n'avons pas pu calibrer en énergie ces ions lourds. Malgré ces

restrictions, l'utilisation du multidétecteur AMPHORA nous a permis de sélectionner des collisions extrêmement violentes et d'isoler des noyaux à très haute énergie d'excitation.

Afin de sélectionner les collisions les plus violentes, nous avons utilisé la multiplicité de particules légères. Le système étudié est léger (la charge totale disponible est égale à 33), et cela a pour conséquence une distinction difficile en terme de multiplicité entre les collisions périphériques dissipatives et les collisions centrales. En nous basant sur les prévisions d'un modèle d'évaporation statistique (Edmon), nous avons imposé comme critère de sélection des collisions centrales une multiplicité minimale égale à 9. Ce chiffre est élevé, mais nécessaire pour s'affranchir des collisions périphériques. Sa conséquence directe est que les événements que nous sélectionnons ne montrent pas les caractéristiques "moyennes" des collisions centrales, mais des caractéristiques "extrêmes", donc rares. Ce critère de sélection de collisions centrales en terme de multiplicité de particules légères est simple, il demandait donc à être vérifié. Les spectres des fragments lourds ($Z \geq 15$) associés à cette classe d'événements, ainsi que l'analyse en terme de sphéricité-coplanarité, ont montré que l'on sélectionnait des processus relaxés où l'émission de particules légères est isotrope.

Nous avons ensuite déterminé à l'aide des spectres ($V_{//}$, V_{\perp}) des particules légères les vitesses des sources émettrices puis nous avons vérifié qu'elles étaient en bon accord avec les résultats précédents (JOU83, CUS91). La projection de ces spectres sur l'axe des vitesses parallèles, de même que les distributions angulaires des particules de désexcitation ont clairement montré que l'on sélectionnait des noyaux thermalisés. Nous avons aussi pu constater la faible contribution des émissions de prééquilibre observés à haute énergie (PETE90) pour ces deux énergies incidentes.

Les énergies d'excitation associées à ces noyaux chauds ont été déterminées en mesurant l'énergie cinétique totale emportée par les particules légères. Cette observable est reliée de façon évidente à la multiplicité de particules légères, mais également à la température de la source puisque cette dernière intervient dans l'énergie cinétique moyenne associée à chaque particule. En effet, le modèle d'évaporation statistique montre qu'en l'absence de mécanismes de compression, la relation entre l'énergie d'excitation du noyau chaud et l'énergie cinétique emportée par ses particules de désexcitation est directe. Par comparaison des spectres expérimentaux et calculés, nous avons pu déduire une énergie d'excitation moyenne de 360 MeV à 25 MeV/A et de 450 MeV à 35 MeV/A, pour un noyau de fusion de masse proche de 60. Ces valeurs sont considérables puisque les énergies d'excitation par nucléon (6 et 7.5 MeV/A) que nous obtenons sont proches de l'énergie de liaison des nucléons dans le noyau (8 MeV/A).

Nous avons alors entrepris de sélectionner une classe d'événements encore plus rares, correspondant à une charge totale emportée par les particules légères supérieure à 75% de la charge totale disponible. Ces événements, associés à des noyaux très chauds, sont très proches d'une "vaporisation" du système.

Il est maintenant démontré que, lorsque l'énergie incidente augmente, les noyaux composés formés dans les collisions centrales sont de plus en plus excités et n'émettent plus seulement des particules légères mais aussi des ions lourds. Nous avons donc étudié la distribution en charge associée aux événements chauds. De façon inattendue, nous avons constaté que ces distributions évoluaient peu entre 25 et 35 MeV/A, malgré l'accroissement significatif de l'énergie d'excitation entre ces deux énergies. Cette constatation n'est pourtant pas en contradiction avec les résultats précédents (AUG86) où était observée une disparition des résidus de fusion. En effet, l'étude des fragments lourds a bien montré cette disparition entre 25 et 35 MeV/A, mais la sélection très forte en multiplicité de particules légères que nous imposons semble privilégier (surtout à 25 MeV/A) des collisions conduisant à des noyaux très chauds et nous écarte des valeurs "moyennes".

Nous avons donc mis en évidence plusieurs observables (vitesses de source, distributions angulaires, énergies cinétiques totales des particules, spectres en énergie des particules de $Z=2$) qui indiquent clairement l'existence de noyaux très chauds ainsi qu'une évolution continue des processus de désexcitation entre 25 et 35 MeV/A. La distribution des charges associées à ces processus est en léger désaccord avec les prévisions du modèle d'évaporation statistique mais ce résultat pourrait provenir de l'incertitude sur certains paramètres importants du calcul (paramètre de densité de niveaux, barrière de fission pour les noyaux légers, effets des déformations...) Dans l'état actuel de nos connaissances, il est difficile de conclure sur la signification de ces écarts.

Le résultat intéressant et étonnant de cette étude est la persistance de processus dynamiques donnant lieu à la formation de noyaux d'énergies d'excitation proches de l'énergie de liaison des nucléons. Une mesure expérimentale comme la nôtre ne peut pas apporter de réponse à ce problème ni à celui de la thermalisation qui est sous-jacent. Par contre, et c'est la conclusion de ce travail, elle peut apporter des preuves quantitatives que de tels phénomènes sont observés et qu'ils ont toutes les caractéristiques prévues par le modèle statistique, modèle dont la validité pouvait être mise en doute à de telles énergies d'excitation.

ANNEXE
et
BIBLIOGRAPHIE

ANNEXE

Construction des spectres $V_{//}, V_{\perp}$

Pour chaque particule détectée lors de l'expérience, nous disposons de plusieurs informations : sa charge, son énergie, son angle d'émission moyen (défini par le détecteur touché).

Après une estimation de sa masse, on calcule sa vitesse à partir de la formule :

$$V = \sqrt{\frac{2E}{m}}$$

On construit alors la matrice (Angle d'émission θ , Vitesse V) en fonction de la section efficace $\frac{d^2\sigma}{dV d\theta}$.

On dispose, à partir des spectres en énergie des particules, de la section efficace $\frac{d^2\sigma}{dE d\Omega}$; Or $d\Omega = 2\pi \sin\theta d\theta$ et $dE = m V dV$.

On en déduit

$$\frac{d^2\sigma}{dV d\theta} = \left(\frac{d^2\sigma}{dE d\Omega} \right) \times \left(\frac{dE}{dV} \right) \times \left(\frac{d\Omega}{d\theta} \right) \Leftrightarrow$$

$$\frac{d^2\sigma}{dV d\theta} = 2 \pi m V \sin\theta \frac{d^2\sigma}{dE d\Omega} \quad (1)$$

La matrice (θ, V) présente des discontinuités dues aux zones angulaires et aux régions de vitesse non couvertes par les détecteurs. Nous allons donc réaliser une interpolation à l'intérieur de la matrice en reliant de façon linéaire selon V , puis θ , les éléments non nuls de la matrice. Le spectre est alors lissé en reliant, selon l'axe des vitesses, chacun des éléments de la matrice à ces 4 plus proches voisins selon la relation :

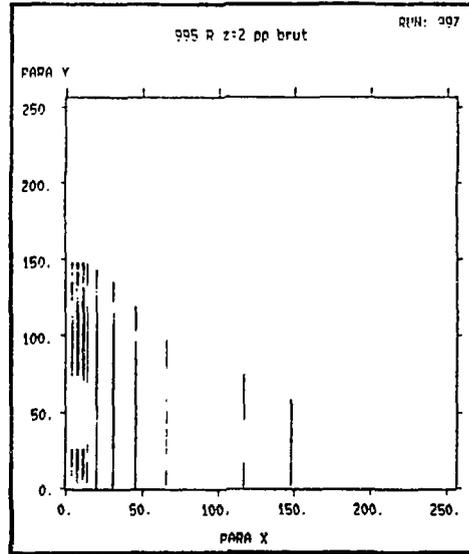


Figure A-1 : Matrice (θ, V) pour les particules de charge 2 à 35 MeV/A.

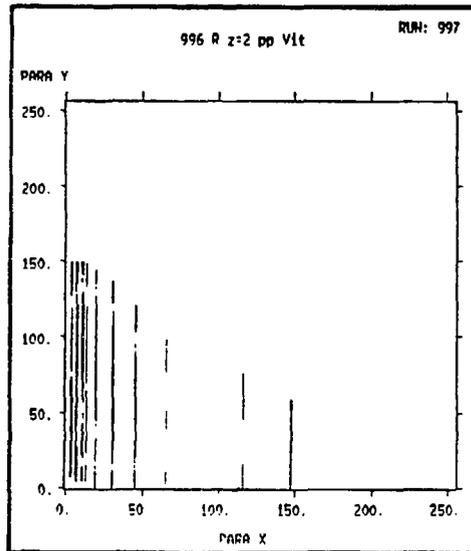


Figure A-2 : Lissage selon V

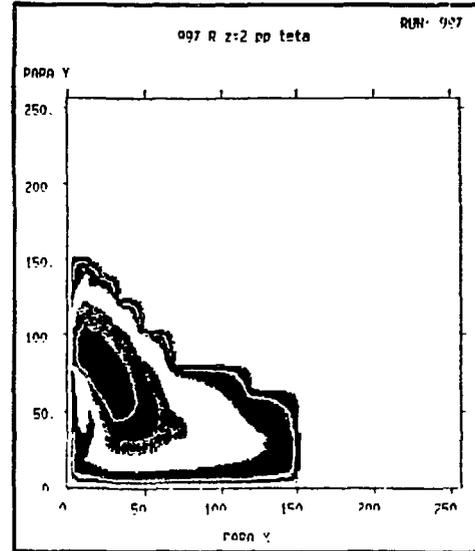


Figure A-3 : Lissage selon θ

$$\begin{aligned} \text{Mat 2}(\theta, V) &= \text{Mat}(\theta, V) / 2 \\ &+ (\text{Mat}(\theta, V+1) + \text{Mat}(\theta, V-1)) / 5 \\ &+ (\text{Mat}(\theta, V+2) + \text{Mat}(\theta, V-2)) / 20 \end{aligned}$$

avec $\text{Mat}(\theta, V)$ et $\text{Mat 2}(\theta, V)$ les ancienne et nouvelle matrices représentant la vitesse en fonction de l'angle.

Cette procédure est ensuite appliquée à l'axe des angles θ .

Le lissage en vitesse et en angle sera répété trois fois afin d'obtenir une matrice présentant un minimum de discontinuités.

Nous présentons sur la figure A-1 un exemple de matrice (θ, V) obtenue avec le programme de simulation Edmon dans lequel on a introduit les caractéristiques angulaires du multidétecteur, et pour des particules de charge 2 à 35 MeV/A. Les figures suivantes montrent le même spectre après lissage selon l'axe des vitesses (figure A-2) puis selon l'axe des angles (figure A-3).

Les spectres que nous désirons étudier sont les spectres représentant la vitesse de la particule parallèle à l'axe du faisceau et perpendiculaire à ce même axe. Nous devons donc effectuer quelques transformations sur la matrice (θ, V) . Nous calculons tout d'abord les vitesses parallèle et perpendiculaire au faisceau à partir de la vitesse et de l'angle de détection de la particule :

$$V_{//} = V \cos \theta$$

$$V_{\perp} = V \sin \theta$$

Puis connaissant la relation :

$$\frac{d^2\sigma}{dE d\Omega} = \frac{1}{2\pi m \sin\theta} \frac{d^2\sigma}{dV_{//} dV_{\perp}}$$

on en déduit d'après (1)

$$\frac{d^2\sigma}{dV d\theta} = V \frac{d^2\sigma}{dV_{//} dV_{\perp}}$$

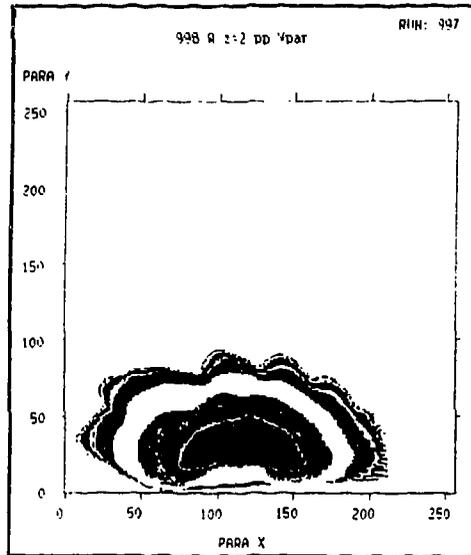
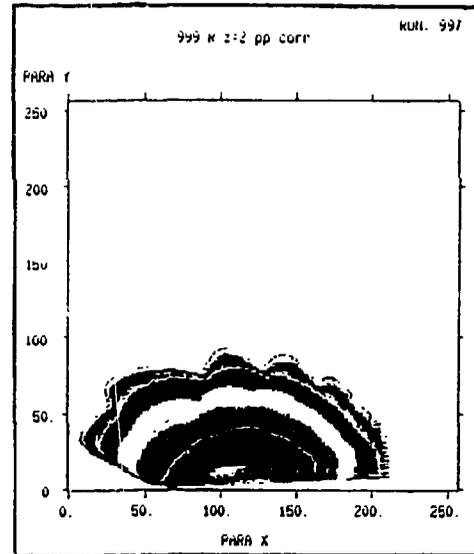
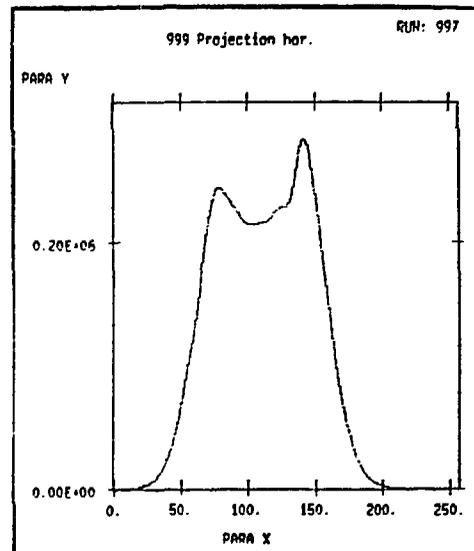


Figure A-4 : Matrice $(V_{||}, V_{\perp})$



**Figure A-5 : Matrice $(V_{||}, V_{\perp})$
en fonction de la section efficace
invariante**



**Figure A-6 : Projection de la
matrice $(V_{||}, V_{\perp})$ sur l'axe $V_{||}$**

On obtient donc les éléments de la matrice $(V_{//}, V_{\perp})$ en divisant par V les éléments de la matrice (θ, V) . Cette opération étant effectuée, on procède à nouveau à un lissage de la matrice selon l'axe des vitesses parallèles (remplissage des éléments nuls de la matrice, lissage avec les quatre plus proches voisins).

Sur la figure A-4, est présentée la matrice $(V_{//}, V_{\perp})$ obtenue à partir de la matrice "lissée" de la figure A-3. Les "bosses" présentes sur cette figure correspondent aux domaines angulaires couverts par chacune des couronnes de la boule et du mur d'AMPHORA.

La représentation qui nous intéresse est la matrice $(V_{//}, V_{\perp})$ en fonction de la section efficace invariante. Elle est obtenue en divisant chaque élément de $(V_{//}, V_{\perp})$ par la vitesse perpendiculaire correspondante. En effet, la définition de la section efficace invariante est

$$\sigma_{inv} = \frac{1}{V_{\perp}} \frac{d^2\sigma}{dV_{//} dV_{\perp}}$$

Cette opération, réalisée sur la matrice de la figure A-4, nous fournit la matrice $(V_{//}, V_{\perp})$ en fonction de la section efficace invariante (figure A-5). La figure A-6 est la projection de cette matrice sur l'axe des vitesses parallèles au faisceau.

BIBLIOGRAPHIE

- (ALA86) J. Alarja et al., Nucl. Instr. and Meth. A242 (1986) 352
- (AMP89) AMPHORA Collaboration, D.Drain et al, Nucl. Instr. and Meth. A281 (1989) 528.
- (AUG86) G. Auger, E. Plagnol, D. Jouan, C. Guet, D. Heuer, M. Maurel, H. Nifenecker, C. Ristori, F. Schussler, H. Doubre and C. Gregoire, Phys. Lett. B 169 (1986) 161
- (AUG87) F.Auger, B. Berthier, A. Cunsolo, A. Foti, W. Mittig, J.M. Pascaud, E. Plagnol, J. Quebert and J.P. Wieleczko, Phys. Rev. C, 35 (1987) 190
- (CHA88) R.J. Charity, M.A. McMahan, G.J. Wozniak, R.J. McDonald, L.G. Moretto, G. Guarino, A. Pantaleo, L. Fiore, A. Gobbi and K.D. Hidenbrand, Nucl. Phys. A483 (1988) 371.
- (CON85) M. Conjeaud, S. Harar, M. Mostefai, E.C. Pollacco, C. Volant, Y. Cassagnou, R. Dayras, R. Legrain, H. Oeschler and F. Saint-Laurent, Phys. Lett. 159B (1985) 244.
- (CUG82) J. Cugnon, J. Knoll, C. Riedel and Y. Yariv, Phys. Lett. 109B (1982) 167
- (CUS89) D. Cussol, Thèse, Université de Caen, Mai 1989
- (CUS91) D. Cussol, communication privée.
- (DAY86) R. Dayras, A. Pagano, J. Barrette, B. Berthier, D.M. De Castro Rizzo, E. Chavez, O. Cisse, R. Legrain, M.C. Mermaz, E.C. Pollacco, H. Delagrange, W. Mittig, B. Heusch, R. Coniglione, G. Lanzano and A. Palmeri, Nucl. Phys. A460 (1986) 299

- (DES91) P. Desesquelles, Thèse, Université Joseph Fourier, Grenoble I, Mars 1991.
- (GUE89) D. Guerreau, Proceedings of International School on Nuclear Physics, "Nuclear Matter and Heavy Ion Collisions", Les Houches, Feb. 7-16 1989, Plenum 1990.
- (GYU82) M. Gyulassy, K.A. Frankel and H. Stöcker, Phys. Lett. B 110 (1982) 185
- (HAG89) K. Hagel, A. Peghaire, G.M. Jin, D. Cussol, H. Doubre, J. Péter, F. Saint-Laurent, G. Bizard, R. Brou, M. Louvel, J.P. Patry, R. Regimbart, J.C. Steckmeyer, B. Tamain, Y. Cassagnou, R. Legrain, C. Lebrun, E. Rosato, R. MacGrath, S.C. Jeong, S.M. Lee, Y. Nagashima, T. Nakagawa, M. Ogihara, J. Kasagi and T. Motobayashi, Phys. Lett. B229 (1989) 20
- (HUB80) F. Hubert et al., Annales de physique 5 (1980) 1.
- (JOU83) D. Jouan, Thèse, Université Paris VI, Mai 1983
- (KES69) S. Keszthelyi-Landori and G. Hrehuss, Nucl. Instr. and Meth. 68 (1969) 9
- (KRA79) H.J. Krappe, J.R. Nix and A.J. Sierk, Phys. Rev. C20, 992 (1979)
- (MIN81) Minuit (Function Minimization and Error Analysis), F. James, M. Roos, Cern D506
- (MJA87) M. Mjahed, Thèse, Université de Clermont II, Juin 1987.
- (MOR75) L.G. Moretto, Nucl. Phys. A247 (1975) 211
- (MOR88) L.G. Moretto and G.J. Wozniak, Lawrence Berkeley Laboratory Report No 26207, 1988.
- (PET90) J. Péter, D. Cussol, G. Bizard, R. Brou, M. Louvel, J.P. Patry, R.Regimbart, J.C. Steckmeyer, J.P. Sullivan, B. Tamain, E. Crema,

- H. Doubre, K. Hagel, G.M. Jin, A. Peghaire, 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 and T. Motobayashi, Nucl. Phys. A519 (1990) 611
- (PETE90) J. Péter, J.P. Sullivan, D. Cussol, G. Bizard, R. Brou, M. Louvel, J.P. Patry, R.Regimbart, J.C. Steckmeyer, B. Tamain, E. Crema, H. Doubre, K. Hagel, G.M. Jin, A. Peghaire, 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 and T. Motobayashi, Phys. Lett. B 237 (1990) 187.
- (SOK90) A. Sokolov, Thèse, Université Paris VI, Mai 1990.
- (STA89) P. Stassi , Thèse, Université Joseph Fourier - Grenoble I, Juin 1989
- (STO58) R.S. Storey et al., Proc. phys. soc. 72 (1958) 1
- (STM88) J. Saint-Martin, Thèse, Université Joseph Fourier - Grenoble I, Octobre 1988.
- (SUR89) E. Suraud, B. Tamain, C. Grégoire, Prog. in Part. Nucl. Phys. 23 (1989)
- (SWI83) W.J. Swiatecki, Lawrence Berkeley Laboratory Report No 11403, 1983
- (TSA89) M.B. Tsang, Y.D. Kim, N. Carlin, Z. Chen, R. Fox, C.K. Gelbke, W.G. Gong, W.G. Lynch, T. Murakami, T.K. Nayak, R.M. Ronningen, H.M. Xu, F. Zhu, Phys. Lett. 220B (1989) 492
- (VIN86) L. Vinet, Thèse, Université Paris XI, Septembre 1986
- (WAP77) A.H. Wapstra et K. Bass, Atomic Data Nucl. Data Tables 19 (1977) 177
- (WEI37) V.F. Weisskopf, Phys. Rev. 52 (1937) 295

(WIL76) B.D. Wilkins, E.P. Steinberg et R.R. Chasman, Phys. Rev. C14
(1976) 1832

Résumé

Les noyaux chauds produits dans la réaction $^{40}\text{Ca} + ^{27}\text{Al}$ sont étudiés pour des énergies incidentes de 25 et 35 MeV/A. Dans une première partie, nous exposons le contexte expérimental qui nous a amenés à réaliser cette expérience et à utiliser le multidétecteur AMPHORA. L'efficacité de ce dernier pour les collisions les plus violentes est ensuite vérifiée. L'étude des noyaux chauds nécessitait la définition d'un critère de sélection de collisions centrales. Nous avons établi qu'une multiplicité de particules légères supérieure ou égale à 9 sélectionnait une classe particulière de ces collisions centrales. Nous exposons les résultats expérimentaux déduits de l'étude des noyaux chauds ainsi sélectionnés : vitesse de la source, énergie d'excitation, température. Après comparaison avec un code d'évaporation, nous en déduisons des énergies d'excitation par nucléon de 6 MeV/A à 25 MeV/A et 7.5 MeV/A à 35 MeV/A. Malgré l'accroissement significatif des énergies d'excitation des noyaux chauds, nous n'observons pas de brusque évolution sur les distributions des charges et les multiplicités de fragments lourds associés. Des événements rares où les trois quarts de la charge totale sont emportés par les particules légères sont ensuite étudiés. Ils sont associés à des noyaux très chauds et nous les qualifions d'événements de vaporisation. La comparaison des résultats expérimentaux et de ceux d'un code d'évaporation statistique confirme que nous avons bien sélectionné des noyaux à très haute énergie d'excitation. L'accord est en général satisfaisant, sauf en ce qui concerne l'évolution de la distribution des charges en fonction de l'énergie d'excitation de la source. Ces problèmes ne devraient cependant pas remettre en cause la nature statistique des mécanismes d'évaporation.

Abstract

Hot nuclei produced in the $^{40}\text{Ca} + ^{27}\text{Al}$ reaction have been studied at 25 and 35 MeV/u. In a first part, we remind the experimental context which brings us to perform this experiment and to use the AMPHORA multidetector. AMPHORA's efficiency for the most violent collisions has then been verified. The hot nuclei study requires the definition of a criterion to select central collisions. We established that a light particles multiplicity greater or equal to 9 selected a special class of these collisions. We exhibit the experimental results deduced from these hot nuclei study : source velocity, excitation energy, temperature. After comparison with an evaporation code, we deduce excitation energies per nucleon of 6 MeV/u at 25 MeV/u and 7.5 MeV/u at 35 MeV/u. Despite the significant increase of hot nuclei excitation energies, we do not observe a strong evolution for the associated charge distributions and heavy fragments multiplicities. Rare events where 75% of total charge are carried away by light particles have then been studied. They are associated with very hot nuclei and we call them vaporization events. The comparison between experimental results and those of a statistical evaporation code confirms that we selected nuclei with high excitation energy. The agreement is generally good except for charge distributions evolution depending on the source's excitation energy. However, these problems should not challenge the statistical nature of evaporation mechanisms.

Mots-clés

Physique nucléaire

Multiplicité de particules légères

Collisions d'ions lourds

Processus de désexcitation

Noyaux chauds

Température

Résumé

Les noyaux chauds produits dans la réaction $^{40}\text{Ca} + ^{27}\text{Al}$ sont étudiés pour des énergies incidentes de 25 et 35 MeV/A. Dans une première partie, nous exposons le contexte expérimental qui nous a amenés à réaliser cette expérience et à utiliser le multidétecteur AMPHORA. L'efficacité de ce dernier pour les collisions les plus violentes est ensuite vérifiée. L'étude des noyaux chauds nécessitait la définition d'un critère de sélection de collisions centrales. Nous avons établi qu'une multiplicité de particules légères supérieure ou égale à 9 sélectionnait une classe particulière de ces collisions centrales. Nous exposons les résultats expérimentaux déduits de l'étude des noyaux chauds ainsi sélectionnés : vitesse de la source, énergie d'excitation, température. Après comparaison avec un code d'évaporation, nous en déduisons des énergies d'excitation par nucléon de 6 MeV/A à 25 MeV/A et 7.5 MeV/A à 35 MeV/A. Malgré l'accroissement significatif des énergies d'excitation des noyaux chauds, nous n'observons pas de brusque évolution sur les distributions des charges et les multiplicités de fragments lourds associés. Des événements rares où les trois quarts de la charge totale sont emportés par les particules légères sont ensuite étudiés. Ils sont associés à des noyaux très chauds et nous les qualifions d'événements de vaporisation. La comparaison des résultats expérimentaux et de ceux d'un code d'évaporation statistique confirme que nous avons bien sélectionné des noyaux à très haute énergie d'excitation. L'accord est en général satisfaisant, sauf en ce qui concerne l'évolution de la distribution des charges en fonction de l'énergie d'excitation de la source. Ces problèmes ne devraient cependant pas remettre en cause la nature statistique des mécanismes d'évaporation.

Abstract

Hot nuclei produced in the $^{40}\text{Ca} + ^{27}\text{Al}$ reaction have been studied at 25 and 35 MeV/u. In a first part, we remind the experimental context which brings us to perform this experiment and to use the AMPHORA multidetector. AMPHORA's efficiency for the most violent collisions has then been verified. The hot nuclei study requires the definition of a criterion to select central collisions. We established that a light particles multiplicity greater or equal to 9 selected a special class of these collisions. We exhibit the experimental results deduced from these hot nuclei study : source velocity, excitation energy, temperature. After comparison with an evaporation code, we deduce excitation energies per nucleon of 6 MeV/u at 25 MeV/u and 7.5 MeV/u at 35 MeV/u. Despite the significant increase of hot nuclei excitation energies, we do not observe a strong evolution for the associated charge distributions and heavy fragments multiplicities. Rare events where 75% of total charge are carried away by light particles have then been studied. They are associated with very hot nuclei and we call them vaporization events. The comparison between experimental results and those of a statistical evaporation code confirms that we selected nuclei with high excitation energy. The agreement is generally good except for charge distributions evolution depending on the source's excitation energy. However, these problems should not challenge the statistical nature of evaporation mechanisms.

Mots-clés

Physique nucléaire

Multiplicité de particules légères

Collisions d'ions lourds

Processus de désexcitation

Noyaux chauds

Température