

78 05 FN 476

IPN CAEN

LABORATOIRE DE PHYSIQUE CORPUSCULAIRE

ISMRA - Boulevard Maréchal Juin - 14050 CAEN CEDEX - FRANCE

Gestion INIS
Doc. enreg. Je : 10/11/93
N° TRN : FR.9.40.3262
Destination : I(I+D)D

Thèse

Présentée à l'UFR de SCIENCES de l'UNIVERSITE de CAEN

pour obtenir le titre de

DOCTEUR de l'UNIVERSITE de CAEN

spécialité : **PHYSIQUE NUCLEAIRE**

par

Olivier LOPEZ

***" Mise en évidence d'un mécanisme simultané
de production de fragments dans les collisions centrales
du système $^{86}\text{Kr} + ^{197}\text{Au}$ à 60 MeV par nucléon "***

Juin 1993

LPCC T 93-03

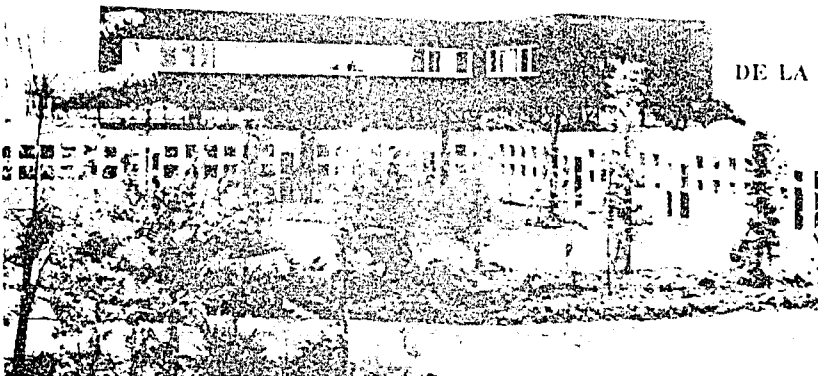
INSTITUT NATIONAL
DE PHYSIQUE NUCLEAIRE ET DE PHYSIQUE DES PARTICULES

CENTRE NATIONAL DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

INSTITUT DES SCIENCES
DE LA MATIERE ET DU RAYONNEMENT

UNIVERSITÉ DE CAEN

Téléphone : 31 45 25 00
Télécopie : 31 45 25 49





KS001864392
R: KS
DE007704556



DE007704556

THESE
présentée à l'UFR de Sciences de l'Université de Caen

Pour obtenir le titre de
Docteur de l'Université de Caen
Spécialité Physique Nucléaire

par
Olivier LOPEZ

**MISE EN EVIDENCE D'UN MECANISME SIMULTANE
DE PRODUCTION DE FRAGMENTS DANS LES COLLISIONS CENTRALES
DU SYSTEME $^{86}\text{Kr} + ^{197}\text{Au}$ à 60 A.MeV**

Thèse de l'Université de Caen qui sera soutenue le 23 Juin 1993, devant la commission
d'examen composée de :

Messieurs :

- B. BORDERIE (Orsay)
- H. NIFENECKER (Grenoble)
- G. RUDOLF (Strasbourg)
- J. F. LECOLLEY (Caen)
- D. DURAND (Caen)
- R. BOUGAULT (Caen)

UNIVERSITE DE CAEN

F. R. DE SCIENCES

14032 CAEN CEDEX

TEL. 3145 55 42

LISTE DES PROFESSEURS

UFR DE SCIENCES

M. APERY Roger	Professeur émérite (Mathématiques)
M. BERNARD Maurice	Professeur émérite (Chimie)-Doyen honoraire
M. COJAN Jean-Louis	Professeur émérite (Physique)
M. HERVE Charles	Professeur émérite (Mécanique appliquée)
M. KAUFFMANN Jacques	Professeur émérite (Physiologie bactérienne)
M. LOZAC'H Noël	Professeur émérite (Chimie) Doyen honoraire
M. MOLLIER Yves	Professeur émérite (Chimie)
M. THUILLIER André	Professeur émérite (Chimie)
M. VIALLE Jean	Professeur émérite (Chimie)
M. ALLAIS GERARD	(Physique)
M. BARRAT JEAN PIERRE	(Physique E.E.A)
Mme. BARRAT MIREILLE	(Physique E.E.A)
M. BESLIN PIERRE	(Chimie)
M. BEZIVIN JEAN PAUL	(Mathématiques)
M. BLOYET Daniel	(Physique E.E.A)-ISMRA.
M. CHANTEPIE MAURICE	(Physique)
M. CHERON BERNARD	(Physique)
M. CHEVALIER MICHEL	(Mathématiques)
M. CORNET DANIEL	(Chimie)
M. COSTE ALAIN	(Mathématiques)
M. COSTER MICHEL	(Chimie)
M. COUGNARD JEAN	(Mathématiques)
M. DEHORNOY PATRICK	(Mathématiques)
M. DOHNALIK TOMASZ	(Physique)
M. DOUBRE HUBERT	(Physique)
M. DUBOIS Eugène	(Mathématiques)-ISMRA
M. DUCHET JEAN CLAUDE	(Chimie)
M. ENJALBERT PATRICE	(Informatique)
M. FORTINI ANDRE	(Physique)
M. GOREAUD MICHEL	(Chimie)
M. GRANDJEAN ETIENNE	(Informatique)
M. GROULT Daniel	(Chimie)-ISMRA
M. HAMEL Joseph	(Physique)-ISMRA
M. HELLEGOUARCH YVES	(Mathématiques)
M. HEMIDY JEAN FRANCOIS	(Chimie)
Mme HERVIEU Maryvonne	(Chimie)-ISMRA
M. LAMBERT JEAN LUC	(Informatique)
M. LANIEPCE BERNARD	(Physique)-Directeur de l'UFR de Sciences
Mle LASNE MARIE CLAIRE	(Chimie)
M. LAVILLE GUY	(Mathématiques)
M. LE QUERLER Jean-Francois	(Chimie)-IUT
M. LECLUSE Yves	(Physique E.E.A)-ISMRA
M. LECOLLEY JEAN FRANCOIS	(Physique)
M. LEFEBVRES FRANCOIS	(Physique)
M. LEHMAN ERIC	(Mathématiques)
M. LEVESQUE GUY	(Chimie)
M. LEVINSKY JEAN PIERRE	(Mathématiques)
M. LONGUEMARE CLAUDE	(Physique)
M. LOUVEL Michel	(Physique)-ISMRA
M. MARGERIE JEAN	(Physique)
M. MARTIN JACQUES	(Physique E.E.A)
M. MATET PIERRE	(Mathématiques)

M. MICHEL CLAUDE	(Chimie)-IUT
Mme NAKACHE EVELYNE	(Chimie)
Mme NICOLLE ADAM ANNE	(Informatique)
M. NOEL YVES	(Chimie)
M. PATRY JEAN PIERRE	(Physique)
M. PAULOT CLAUDE	(Physique)
M. PAYSANT LEROUX ROGER	(Mathématiques)-IUFM
M. POMMELET JEAN CLAUDE	(Chimie)
M. RAVEAU BERNARD	(Chimie)
M. REGIMBART ROBERT	(Physique)
M. REYSSAT ERIC	(Mathématiques)
M. ROBERT PIERRE	(Mathématiques)
M. ROCHE CLAUDE	(Mathématiques)
Mme SANCHEZ JACQUELINE	(Mécanique)
M. SATGE PHILIPPE	(Mathématiques)
Mme. SAUR ODETTE	(Chimie)
Mie SEXER Nicole	(Physique)-ISMRA
M. STOLTHENFORT NIKOLAUS	(Physique)
Mme VALLEE BRIGITTE	(Informatique)-ISMRA
Mme VIEUJOT EMMANUELLE	(Physique E.E.A)
M. VILLEMIN Didier	(Chimie)-ISMRA
M. ZVENIGOROSKY Alexandre	(Physique)-IUT

REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier :

MM. BORDERIE Bernard
DURAND Dominique
LECOLLEY Jean-François
NIFENECKER Hervé
RUDOLF Gérard

d'avoir bien voulu faire partie du jury de cette thèse.

Mr C. Le Brun pour m'avoir accueilli au sein du Laboratoire de
Physique corpusculaire de Caen.

L'ensemble des physiciens pour les discussions et les conseils qu'ils
ont su me donner.

L'ensemble des techniciens et secrétaires qui m'ont aidé à la mise en
oeuvre de ce travail.

L'ensemble de joyeux thésards par la sympathique ambiance qu'ils
ont su faire régner dans le Laboratoire.

et plus spécialement :

Mr D. DURAND pour les nombreuses et intéressantes discussions
que nous avons pu avoir.

Mr R. BOUGAULT, mon directeur de thèse, qui m'a supporté durant
ces deux ans et demi et a su me prodiguer conseils et aide précieux.

A tous, encore une fois MERCI.

*"La Nature est un temple où de vivants piliers
Laissent parfois sortir de confuses paroles;
L'Homme y passe à travers des forêts de symboles
Qui l'observent avec des regards familiers..."*

Extrait de "Correspondances, Spleen et idéal",
Les Fleurs du Mal, Ch. Baudelaire

TABLE DES MATIERES

	Page
INTRODUCTION	8
 CHAPITRE I : DISPOSTIF EXPERIMENTAL	
I INTRODUCTION	14
II PRESENTATION DE L'EXPERIENCE	14
1 Généralités	14
a Le faisceau et les cibles	
b Caractéristiques du système étudié	
2 Dispositif expérimental	16
3 Conventions adoptées par la suite	17
III PRESENTATION DES DETECTEURS	17
1 Le MUR	17
a Présentation	
b Signaux délivrés	
c Méthode d'identification	
2 Le TONNEAU	21
a Présentation	
b Signaux délivrés	
c Méthode d'identification	
3 DELF	24
a Présentation	
b Principe de fonctionnement	
c Couverture géométrique	
d Domaine de détection	

4 XYZt	28
a Présentation	
b Principe de fonctionnement	
c Couverture géométrique	
d Domaine de détection	
5 Les télescopes	31
a Caractéristiques générales	
b Signaux délivrés	
c Méthode d'identification	
d Résultats obtenus	
IV ELECTRONIQUE ET ACQUISITION	34
1 Codage des signaux issus de DELF et XYZt	34
2 Codage des signaux issus du MUR et du TONNEAU	35
3 Déclenchement de l'acquisition	36
4 Système d'acquisition	37
5 Structure d'enregistrement	38

CHAPITRE II : DESCRIPTION DES EVENEMENTS

I INTRODUCTION	42
II CARACTERISITIQUES GENERALES DES EVENEMENTS ND\geq1	42
1 Multiplicités observées	42
2 Description des événements Nd \geq 1	44
3 Caractéristiques des événements Nd \geq 2	46
a Coïncidences avec quasi-projectile	
b Coïncidences sans quasi-projectile	
c Coïncidence entre fragments rapides	
d Conclusion sur ce déclenchement	

4 Caractéristiques des événements $N_d \geq 3$	51
a Multiplicités observées	
b Corrélations Charge-Vitesse	

III SELECTION DES REACTIONS SUIVANT LA VIOLENCE DE LA COLLISION

1 Notion de centralité de la collision	53
2 Sélection en multiplicité de particules légères chargées	54
3 Sélection à l'aide de la variable Y	56
a Définition	
b Corrélations observées	
4 Sélection à l'aide d'un angle de coupure	60
5 Comparaison entre les différentes méthodes de sélection	64
a Taux de sélection	
b Réactions semi-périphériques	
c Conclusions concernant les méthodes employées	

CHAPITRE III : ANALYSE DES COLLISIONS CENTRALES

I COÏNCIDENCES OBSERVEES

1 Critère de centralité et caractéristiques générales	72
2 Caractéristiques du déclenchement 'Trois fragments' ($N_d=3$)	76
3 Comparaison suivant le nombre de fragments observés	77

II ANALYSE A L'AIDE DE VARIABLES GLOBALES

1 Présentation des variables utilisées	80
a Vitesse de recul	
b Angle de flot	
c Impulsion transverse et rapport d'isotropie	

2 Analyse	82
a Angles de flot	
b Vitesses dans le repère de l'ellipsoïde E	
c Impulsions transverses, rapports d'isotropie	
d Asymétrie de charge avant/arrière	
e Conclusion concernant les caractéristiques des événements	

III PARTICULES LEGERES, PRE-EQUILIBRE 87

1 Caractéristiques générales, phénomène de pré-équilibre	87
2 Estimation du pré-équilibre	89
3 Informations apportées par les particules légères chargées	95
a MUR et TONNEAU, spectres d'énergie cinétique	
b Télescopes	
4 Conclusions	98

IV SYNTHESE DES RESULTATS 99

CHAPITRE IV : MÉCANISMES DE PRODUCTION DE FRAGMENTS dans les collisions centrales

I PRESENTATION DES MODELES 102

1 Généralités	102
a Préliminaire	
b Motivations	
2 Modèle séquentiel	103
3 Modèle de multifragmentation	108
4 Prédications des modèles	112

II COMPARAISON AVEC LES DONNEES 115

1 Préliminaire	115
2 Energie d'excitation, phénoménologie	116

	Page
3 Comparaison des caractéristiques concernant les fragments	118
a Distributions de charge	
b Corrélations spatiales et contraintes coulombiennes	
c Analyse <i>in fine</i> ; analyse dans le repère du centre de masse	
4 Comparaison des caractéristiques des particules légères	126
a Multiplicités	
b Spectres d'énergie cinétiques	
c Données Télescopes, rapports isotopiques	
5 Conclusion sur le mode dominant de production des fragments	131
6 Effets dynamiques, compressibilité la matière nucléaire	131
a Image dynamique de la fragmentation	
b Compressibilité de la matière nucléaire	
 CONCLUSION	 140
 ANNEXES	
1 Méthode d'identification des particules dans les télescopes	144
2 Définition des variables globales utilisées	148
3 Transfert de moment linéaire et énergie d'excitation	158
4 Modèle de multifragmentation, séquence de choix d'une configuration	164
5 Filtre expérimental, effets et biais introduits	170
 REFERENCES	 178

INTRODUCTION

1 Les collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires, motivations.

Les collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires (énergies de bombardement comprises entre 10 et 100 A.MeV) constituent un point de passage obligé dans la compréhension *globale* du comportement de la matière nucléaire; en effet, ce type de collisions permet d'étudier les noyaux dans des conditions s'éloignant de l'état fondamental (SURA90), que ce soit en terme d'énergie (température proches de 10 MeV soit plusieurs dizaines de milliards de degrés Kelvins) ou de pression (densité pouvant atteindre jusqu'à 2 fois la densité normale de la matière nucléaire). Sous de telles conditions, on peut sans aucun doute apprendre beaucoup de l'interaction nucléaire en général, et de la structure du noyau en particulier. On peut ainsi espérer relier des grandeurs macroscopiques telles que la densité, la pression ou la température dans le cadre d'une équation d'état de la matière nucléaire.

2 Historique des faisceaux d'ions lourds.

Il est apparu dans le domaine de la physique nucléaire , la nécessité de disposer d'instruments capables de porter la matière nucléaire hors de son état fondamental afin d'étudier les différents degrés de liberté ouverts aux systèmes formés; les premières collisions d'ions lourds, en deça de la barrière coulombienne (ALDE56), ont alors permis, durant les années 50, d'exciter les degrés de liberté *collectifs* des noyaux (vibration, rotation...) sans pour autant permettre d'accéder à des réactions de transfert de nucléons faisant intervenir de manière concrète les interactions nucléaires proprement dites (*excitation coulombienne*).

Ce n'est qu'à partir du milieu des années 60 que la technologie fut suffisamment au point pour autoriser des faisceaux d'ions lourds au-dessus de l'énergie de la barrière coulombienne; il fut alors possible de réaliser des réactions de *fusion* entre les deux noyaux collisionnants, en même temps que des réactions *inélastiques* ou de *transfert* de nucléons.

Au cours des années 1970, après la découverte du mécanisme de *diffusion profondément inélastique* (ARTU73, LEFO78), la physique des ions lourds connut un essor considérable par la construction d'accélérateurs capables de couvrir une large gamme d'énergie de bombardement; pour la première fois, il était possible de réaliser des réactions très violentes avec des faisceaux d'ions lourds de quelques GeV par nucléon. La physique des collisions d'ions lourds relativistes venait de naître et devait permettre d'étudier la formation de systèmes nucléaires très comprimés (plasma quarks-gluons)

ainsi que l'émergence des résonances baryoniques (Δ) et la production de particules sous le seuil (kaons) (KIEN92).

Parallèlement à ceci, il apparut nécessaire de développer une physique des ions lourds aux énergies intermédiaires ($E/A < 100$ MeV/A) afin de pouvoir relier d'une manière continue les mécanismes mis en jeu à basse énergie ($E/A < 10$ MeV/A) et relevant des propriétés *collectives* des noyaux (que des approches de type HARTREE-FOCK permettent de décrire de manière correcte) aux mécanismes à haute énergie ($E/A > 100$ MeV/A) relevant plutôt des propriétés *individuelles* des nucléons mis en jeu (modèle participant-spectateur, notion de *boules de feu*). Dans le domaine d'énergie de bombardement compris entre ces deux bornes, on s'attendait à étudier les propriétés des noyaux en dehors de leur état fondamental, et ainsi de pouvoir observer la matière nucléaire fortement excitée. La construction d'accélérateurs tels que le GANIL (E/A comprises entre 10 et 100 MeV/A) au début des années 1980 ont permis de réaliser cette jonction et de posséder une gamme *continue* en énergie de bombardement de faisceaux d'ions lourds.

3 Energies intermédiaires; mécanismes mis en jeu.

Il est apparu, durant les quinze dernières années, que le domaine des énergies intermédiaires, était le point d'émergence ou de disparition d'un certain nombre de mécanismes observés dans les collisions d'ions lourds. En effet, la figure 1 présente un diagramme schématique permettant de résumer les différents mécanismes mis en jeu dans ce domaine d'énergie de bombardement; sur cette figure se trouve portés le paramètre d'impact de la réaction en fonction de l'énergie de bombardement en MeV par nucléon. La courbe en trait plein indique la séparation entre la région correspondant à un transfert de nucléons entre les deux noyaux (partie basse) et la région où les ions n'intéragissent que par le champ coulombien (partie supérieure). Les zones hachurées correspondent aux transitions entre les différents mécanismes dans le cas des réactions de transfert.

On distingue, pour les énergies de bombardement inférieures à 100 MeV/A, cinq scénarii possibles; le premier intervenant pour des énergies inférieures à 10 MeV/A (mais supérieures à la barrière coulombienne entre les deux noyaux) correspond à la formation d'un noyau de fusion complète (CF) pour les paramètres d'impact les plus petits. Dans la même gamme d'énergie vient également le mécanisme de deep inelastic (DI) mais intervenant pour des valeurs de paramètres d'impact supérieures. Pour des énergies de bombardement plus élevées (quelques dizaines de MeV/A) apparaît le mécanisme de fusion incomplète (ICF), constituant en quelque sorte une extension du mécanisme de fusion complète pour les énergies plus grandes et correspondant aux réactions à faibles paramètres d'impact. Lorsque l'on dépasse l'énergie de liaison pour le système formé, on assiste alors à l'émergence de processus violents (*fragmentation* du système) pour

lesquels on évolue vers un mécanisme de type participant-spectateur (PS) pour les paramètres d'impact les plus élevées ou bien de totale explosion (TE) pour les réactions à plus faibles paramètres d'impact (collisions centrales) avec la production de petits fragments (gas) pour les réactions les plus centrales et de fragments plus lourds (droplets) pour les réactions plus périphériques lorsqu'on dépasse la centaine de MEV/A en énergie de bombardement.

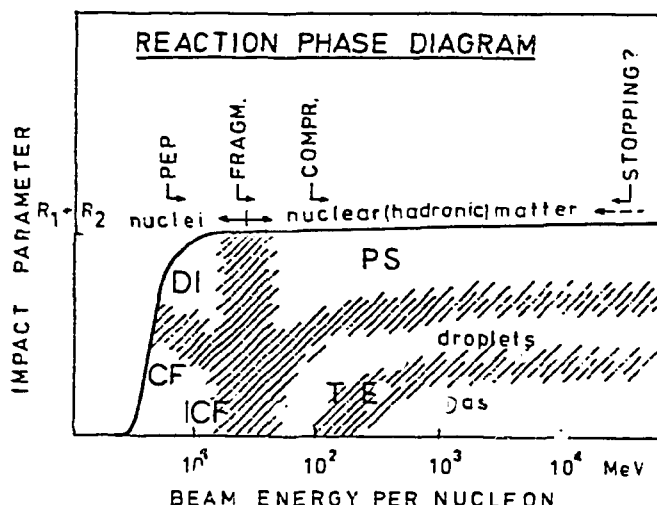


Fig 1 : Diagramme schématique des mécanismes de réaction suivant l'énergie de bombardement et le paramètre d'impact (extrait de BOND88).

4 Cadre de cette étude.

Le système étudié dans le cadre de ce travail est $^{86}\text{Kr} + ^{197}\text{Au}$ à 60 A.MeV, système se situant, pour les collisions centrales, dans le domaine de production multiple de fragments (fusion incomplète et/ou fragmentation...).

Cette thèse aura donc pour but l'étude des collisions centrales de ce système lourd; après avoir décrit dans le premier chapitre les caractéristiques (acceptance, seuils, déclenchement utilisé...) du dispositif expérimental, nous nous intéresserons à décrire les différents types de coïncidences observées en fonction du déclenchement dans le chapitre II. A la fin de celui-ci, nous étudierons différentes méthodes possibles pour sélectionner les réactions centrales étudiées.

Le chapitre III sera consacré à l'analyse des données en collision centrale recueillies pour le système $\text{Kr}+\text{Au}$ à 60 A.MeV et nous montreront notamment que l'on a pu mettre en évidence, à l'aide d'une étude en terme de variables globales, la formation d'un système *composite équilibré* (le terme noyau de fusion incomplète pouvant prêter à confusion...) dont les caractéristiques *moyennes* (énergie d'excitation et taille) ont été déterminées, en corrélation avec les renseignements extraits des particules légères chargées .

Enfin, le chapitre IV sera entièrement dévolu à la caractérisation temporelle du mécanisme de production des fragments observés; pour cela, l'utilisation de deux modèles extrêmes dans leurs hypothèses (modèle de fission binaire séquentielle et modèle de multifragmentation) permettra de comparer directement les données et de conclure en ce qui concerne le mode dominant de désexcitation observée. En dernier ressort, nous essayerons de voir s'il existe, dans les réactions sélectionnées, des effets reliés à un phénomène de compression/expansion du système.

CHAPITRE I

DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Dispositif expérimental

I INTRODUCTION

L'expérience E159 regroupait 9 systèmes à des énergies différentes. On disposait ainsi de 3 faisceaux, Krypton à 60 A.MeV, Plomb à 29 A.MeV et enfin Xénon à 44 A.MeV. Les cibles étaient également au nombre de trois (Or, Argent et Thorium). Les motivations qui ont conduit à étudier ces systèmes résultent de considérations différentes; dans ce travail, nous ne nous intéresserons qu'au système Kr+Au à 60 A.MeV.

II PRESENTATION DE L'EXPERIENCE

1 Généralités

a Le faisceau et les cibles

Le faisceau de Krypton utilisé (état de charge moyen de 34) est constitué de paquets d'ions (projectiles) arrivant sur la cible avec une périodicité de 90,9 ns (fréquence de 11 Mhz) pendant un intervalle de temps de l'ordre de 1 ns. Il est accéléré à la vitesse de 10,5 cm/ns soit 60 A.MeV. L'intensité du faisceau était de l'ordre de 0,5 nAe, ce qui pour le faisceau de Krypton à 60 A.MeV, correspond à environ 8 ions Kr^{34+} par paquet. Ce flux relativement faible permet de s'affranchir en grande partie des éventuels problèmes d'interactions multiples avec la cible.

Les cibles étaient disposées sur un porte-cible télécommandable depuis la salle d'acquisition. Celles-ci, au nombre de trois (Or, Argent et Thorium), étaient soumises à une haute tension (25 KV) afin de capter une grande partie des électrons arrachés à la cible. Elles sont constituées par une feuille métallique mince du matériau voulu et les épaisseurs sont de 380 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ pour la cible d'or, 490 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ pour la cible d'argent et de 200 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ pour la cible de Thorium. On remarquera que la cible de Thorium est en fait composée d'une couche de Nitrate de Thorium ($\text{Th}(\text{NO}_3)_4$) et d'une couche d'aluminium comme support (de l'ordre de 100 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$). Dans ce qui suit, nous allons abandonner les cibles de Thorium et d'Argent pour nous intéresser à la cible d'Or.

b Caractéristiques du système Kr+Au à 60 A.MeV.

Le système étudié dans le cadre de cette étude est Kr+Au, à 60 A.MeV (vitesse de 10,5 cm/ns). Les caractéristiques cinématiques générales de ce système sont données dans le tableau I.1 :

Syst.	b_{\max} (fm)	b_{rec} (fm)	σ_{tot} (mb)	σ_{rec} (mb)	L_{\max} (hbar)	B_{coul} (MeV)	V_{cm} (cm/ns)	E_{cm} (MeV/u)
Kr+Au	12,8	1,8	5400	100	1900	290	3,2	11,5

Tab I.1 : Caractéristiques cinématiques générales du système Kr + Au à 60 A.MeV.

b_{\max} et b_{rec} sont les paramètres d'impact maximal et de recouvrement géométrique entre les deux noyaux, σ_{tot} et σ_{rec} sont les sections efficaces géométriques pour les paramètres d'impact b_{\max} et b_{rec} respectivement, L_{\max} est la quantité maximale de moment cinétique orbital apporté au système Kr+Au dans le centre de masse (exprimé en unités de hbar), V_{CM} est la vitesse du centre de masse du système formé par fusion complète des deux noyaux et E_{CM} est l'énergie, en MeV par nucléon, disponible dans le centre de masse de la réaction pour ce noyau de fusion complète (après avoir retiré l'énergie potentielle de la barrière coulombienne). La valeur atteinte en énergie disponible dans le centre de masse de la réaction laisse présager que l'on puisse étudier la matière nucléaire fortement excitée.

Si l'on considère les caractéristiques cinématiques attachées aux collisions élastiques (diffusion dans le champ coulombien), on arrive aux valeurs de vitesses et d'angles de diffusion (projectile) et de recul (cible) suivantes :

système	Vit. proj (cm/ns)	Vit. cible (cm/ns)	Angle proj. (°)	Angle cible (°)
Kr+Au	10,5	0,3	3,5	87,5

Tableau I.2 : caractéristiques cinématiques de la diffusion élastique coulombienne pour le système Kr+Au à 60 A.MeV.

Les valeurs données correspondent aux angles d'effleurement de la cible et du projectile dans le laboratoire par rapport à la direction du faisceau (cf fig. I.4); ils correspondent au cas limite où le paramètre d'impact est égal à la somme des rayons des deux noyaux dans une hypothèse de calcul purement coulombien . On remarque que le projectile est émis à de faibles angles dans le laboratoire avec des vitesses s'approchant

de celle du faisceau alors que la cible (ou quasi-cible dans le cas de réactions plus dissipatives) sera émise à pratiquement 90° par rapport à l'axe du faisceau avec de petites vitesses, à la limite de détection de l'appareillage expérimental.

2 Dispositif expérimental.

L'expérience E159 a été réalisée au GANIL entre les mois de Mai et Juillet 1990. Le dispositif expérimental de l'expérience était installé dans l'enceinte à vide de la chambre de réaction NAUTILUS d'une contenance de 50 m^3 ; il se composait des multidétecteurs DELF (LPC Caen), XYZT (CRN Strasbourg), le TONNEAU (GANIL), le MUR (LPC Caen / LPN Nantes) et enfin de six télescopes placés à divers angles autour de la cible. Cette batterie de détecteurs devait permettre de récupérer la majeure partie des fragments ou particules émis lors des collisions et ainsi de réaliser une détection la plus *exclusive* qui soit par une couverture la plus étendue possible en domaine angulaire, en vitesse et en type de particules (cf fig. I.3).

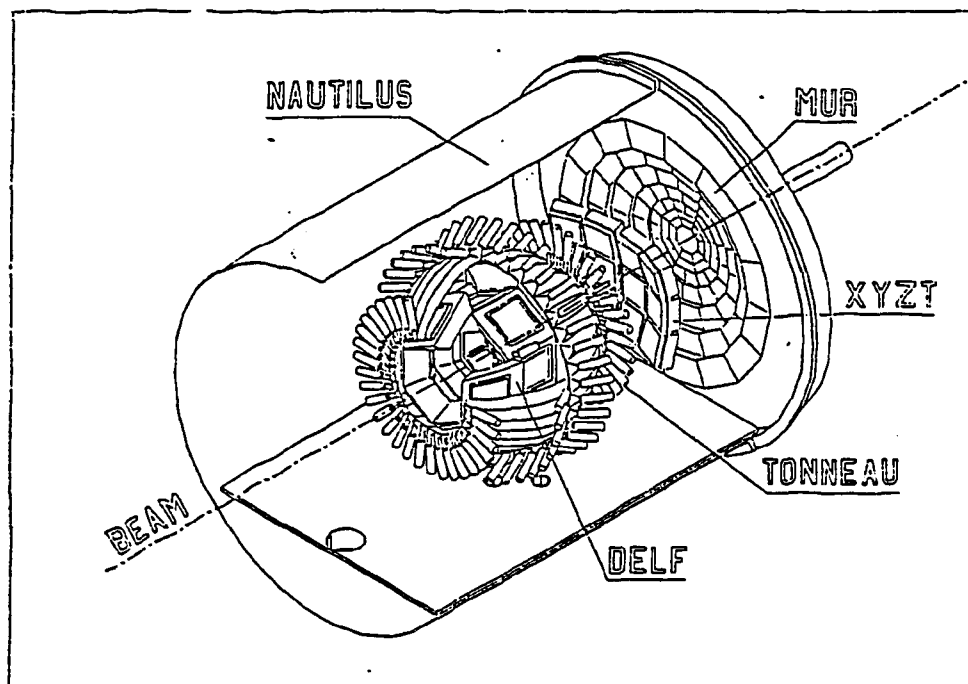


Fig. I.3: dispositif expérimental

La cage de Faraday, située en dehors de NAUTILUS, permet de connaître l'intensité du faisceau par la mesure du courant instantané. Le BaF_2 est un détecteur constitué d'un scintillateur (BaF_2) couplé à un photomultiplicateur et placé en regard de la cage de Faraday. Il délivre deux signaux, un signal d'énergie et un de temps qui permet de définir une référence pour les mesures de temps de vol de part la composante rapide du spectre

en temps du BaF₂ et constitue principalement une mesure de la stabilité du signal HF servant effectivement, quant à lui, de référence en temps.

3 Conventions adoptées pour les angles.

Les angles polaire et azimutal θ et φ utilisés par la suite sont respectivement l'angle entre le vecteur V et l'axe Oz (direction du faisceau) et l'angle entre la projection du vecteur dans ce plan (V_{xOy}) avec l'axe Ox . Ceci est schématisé ci-dessous :

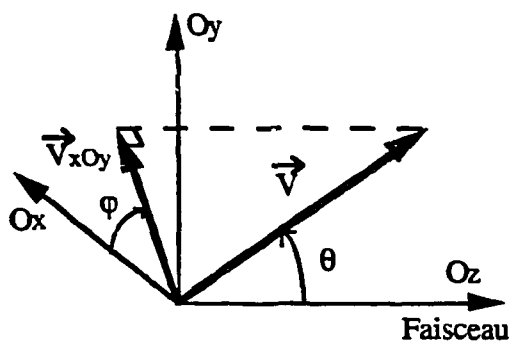


Fig. I.4: conventions angulaires adoptées par la suite.

III PRÉSENTATION DES DÉTECTEURS.

Dans ce paragraphe, nous allons présenter les caractéristiques générales des détecteurs utilisés lors de l'expérience, et détailler plus particulièrement la procédure de calibration pour les détecteurs de particules légères (le MUR, le TONNEAU et les télescopes), sur lesquels a plus particulièrement porté mon travail de calibration.

1 Le MUR

a Présentation

Le MUR (DROU85, BIZA88) est un multidétecteur constitué de 96 détecteurs (scintillateur plastique NE102A de 2 mm d'épaisseur et photomultiplicateur) organisés en sept couronnes circulaires centrées sur la direction du faisceau (cf fig. I.5.). Les détecteurs sont situés en moyenne à 235 cm de la cible et couvrent un domaine angulaire compris entre 3,2° et 30° par rapport à l'axe du faisceau. La présence du multidétecteur XYZt

devant le MUR limite cependant la couverture géométrique à 70% sur ce domaine angulaire. Les scintillateurs ont pour tâche de détecter les particules légères chargées dont le numéro atomique est inférieur à 8.

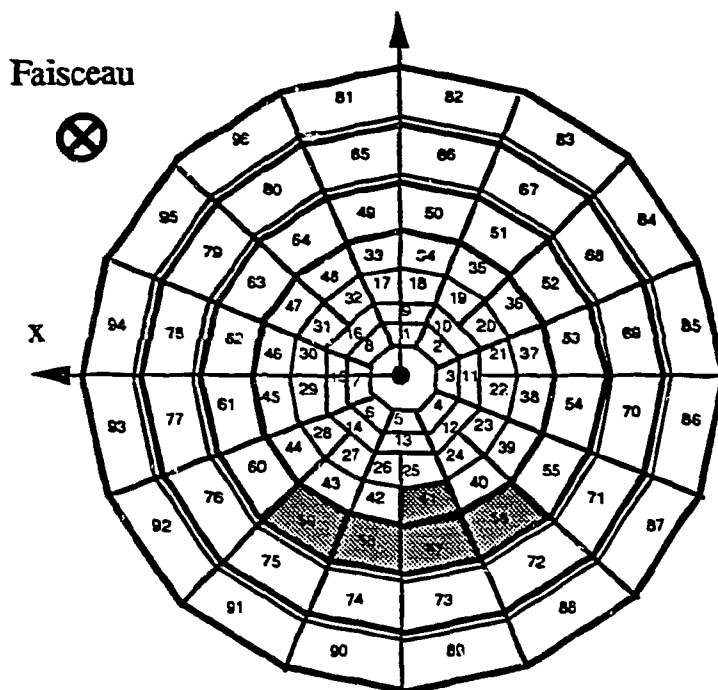


Fig. I.5 : Le multidétecteur MUR vu de la cible.

Les scintillateurs en grisé étaient masqués ou non branchés (donc inutilisables durant l'expérience).

b Signaux délivrés.

Le MUR retourne deux informations lors de la détection d'une particule chargée: un signal de temps permettant la détermination de la vitesse et le même signal dupliqué puis intégré réalisant l'identification en charge de la particule par la donnée de l'énergie déposée dans le scintillateur.

Le signal en charge est soustrait d'une quantité positive appelée *piédestal*, qui permet de retirer *en ligne* une grande part du bruit inhérent à l'électronique d'amplification et aux électrons détectés dans les scintillateurs (électrons arrachés à la cible principalement).

Le signal de temps de vol est exprimé en nanosecondes par la détermination de la pente des codeurs. On remonte au temps de vol absolu de la particule en déterminant le point de rebroussement des particules α dans le scintillateur (cf fig. I.6) qui correspond à une vitesse connue (de l'ordre de 5,2 cm/ns suivant les épaisseurs traversées dans les

couronnes) et donc à un temps de vol déterminé. On peut ainsi établir la relation affine entre le signal temps donné par le détecteur (T) et le temps de vol associé T_{vol} par la formule suivante :

$$T_{vol}(ns) = a (T_{(cx)} - T_{\alpha(cx)}) + T_{vol,\alpha}(ns)$$

où a représente la pente du codeur de temps, T_{α} la position en canaux du point de rebroussement α et $T_{vol,\alpha}$ la valeur en nanosecondes de ce même point de rebroussement.

c Méthode d'identification des particules.

Pour identifier les particules, on représente le graphe Quantité de lumière versus temps de vol (cf fig. I.6). On distingue sur ce spectre deux zones de fonctionnement différent :

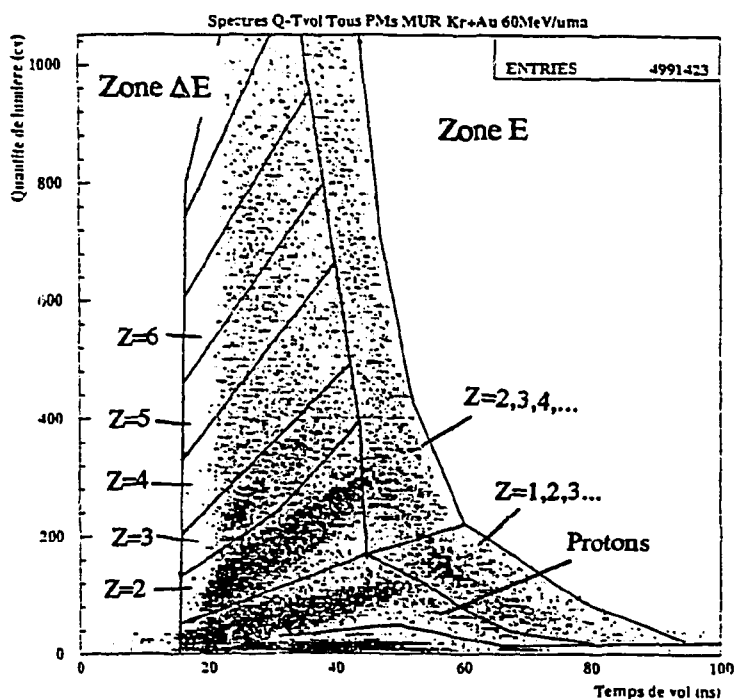


Fig. I.6 : Carte Q-Tvol Tous détecteurs MUR.

- zone ΔE : elle correspond à des particules trop rapides pour être arrêtées dans le scintillateur. La quantité de lumière recueillie et donc l'énergie déposée par la particule devient de moins en moins importante si l'on augmente l'énergie de la particule. Cette zone permet une identification précise des particules en charge mais pas en masse.

- zone E : les particules n'ont pas assez d'énergie pour traverser le scintillateur et la quantité de lumière recueillie est d'autant plus faible que la particule va moins vite (fonctionnement opposé à celui de la zone ΔE). Ceci permet d'expliquer le changement de pente des spectres et la présence d'un point de rebroussement pour chaque 'ligne' de Z. Pour les faibles vitesses, on remarque le recouvrement de toutes les lignes de Z interdisant une identification précise de la particule dans la région des vitesses inférieures à 4 cm/ns approximativement, sauf pour les protons où la ligne E est en dehors.

Il est alors possible, en superposant une grille d'identification sur chaque spectre Q-Tvol, de déterminer la charge de la particule; la vitesse et donc l'énergie de la particule (connaissant la charge, on suppose le nombre de nucléons comme le double de la charge, sauf pour $Z=1$) est donnée par le temps de vol. La résolution des codeurs de temps de vol est de l'ordre de 0,25ns, ce qui induit une incertitude relative sur la vitesse comprise entre 5 et 10% suivant la vitesse de la particule.

En pratique, disposant de 96 spectres de forme similaire, il s'avère plus commode de superposer les différents spectres et d'identifier ensuite à l'aide d'une grille unique. La figure I.6 montre un exemple de superposition des 96 spectres du MUR pour le système Kr+Au à 60 A.MeV. Un programme de calibration, utilisable avec le logiciel d'analyse graphique PAW (CERN89) a d'ailleurs été développé sur station de travail VAX afin de rendre automatique cette phase de remise à niveau de tous les spectres. Ce programme permet d'une manière complètement interactive de calculer les paramètres nécessaires à la superposition des spectres Q-Tvol.

L'identification effective des particules légères chargées est conditionnée par l'épaisseur des plastiques scintillants et par la présence d'une feuille protectrice d'Aluminium disposée devant le MUR (protection vis-à-vis des électrons). Le tableau I.7 ci-dessous regroupe ces caractéristiques pour les différents types de particules légères détectables.

Particule	Domaine de détection (cm/ns)	Domaine d'identification (cm/ns)
Proton	2,2 à 18	2,2 à 18
Deuton	2,3 à 18	2,3 à 18
Triton	2,5 à 18	5,2 à 18
$2 \leq Z \leq 8$	2,5 à 18	5,2 à 18
$Z > 8$	3,7 à 18	aucun

Tab. I.7 : Types de particules détectées et identifiées dans le MUR, domaine de détection et d'identification.

Grosso modo, on voit que l'on détecte les particules légères chargées entre $Z = 1$ et 8 dans une gamme de vitesse comprise entre 2,2 (protons), 2,5 ($Z \geq 2$) et 18 cm/ns. Il faut noter que les particules légères chargées autres que les protons ne sont correctement identifiées en charge qu'entre 5,2 et 18 cm/ns. Pour les vitesses inférieures, ces particules sont localisées dans la zone E des cartes Q-Tvol et donc inséparables en charge (codées avec une charge fictive de 13). Les charges supérieures à 8 sont des fragments de masse intermédiaires (IMF) qui déposent un signal de charge correspondant au maximum du codeur (donc non identifiables en charge) et sont divisés en deux classes, l'une est associée aux IMF lents ($V < 5,2$ cm/ns) et l'autre à des IMF plus rapides ($V > 5,2$ cm/ns).

2 Le TONNEAU

a Présentation.

Le TONNEAU (PEGH90) est également un multidétecteur à particules légères formé de scintillateurs plastiques NE102A de 2 mm d'épaisseur couplés à des photomultiplicateurs. Il couvre un domaine angulaire compris entre 30 et 150° par rapport à l'axe du faisceau. Il est constitué de 72 détecteurs présentant la forme de demies lattes et possède une symétrie de révolution autour de l'axe du faisceau. Une demie latte est associée à un photomultiplicateur à chaque extrémité.

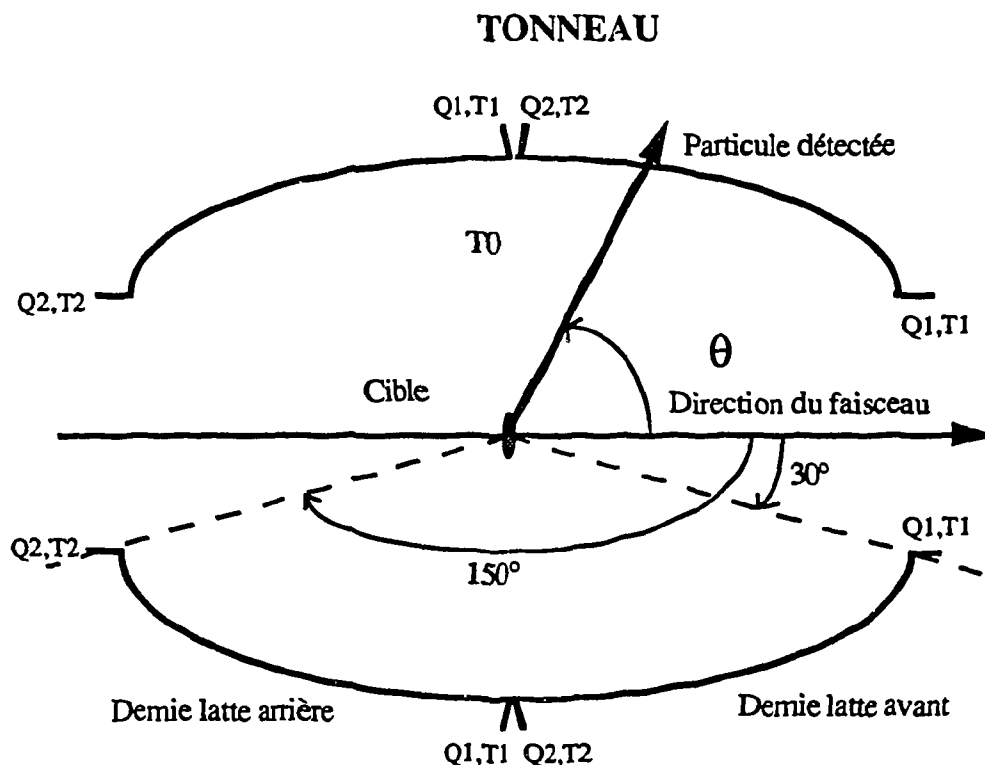


Fig. 1.8: Coupe transversale du tonneau

On récupère alors quatre signaux lors du passage d'une particule chargée (cf fig. I.8) : deux signaux de charge (Q_1 et Q_2) et deux signaux de temps (T_1 et T_2). La présence de ces deux photomultiplicateurs aux extrémités permet une *localisation* du point d'impact de la particule (une demi latte mesure environ 80 cm) par la comparaison des temps de vol ou des quantités de lumière donnés par les deux photomultiplicateurs.

b Conversion des signaux délivrés.

Le TONNEAU peut délivrer quatre informations (deux signaux de charge et deux signaux de temps) par particule détectée; ces informations sont codées sur 11 bits (2048 canaux) et en ce qui concerne les signaux de charge intègrent la présence d'un *piédestal*, chargé de s'affranchir au maximum du bruit électronique. Lors de la phase d'étalonnage, on doit rajouter la valeur de ce piédestal pour retrouver les vraies signaux de charge. On a ainsi :

$$Q_{\text{vraie}} = Q_{\text{mesurée}} + Q_{\text{pied}}$$

Les signaux de temps doivent être convertis en nanosecondes par la donnée de la pente des codeurs qui est de l'ordre de 250 picosecondes; on dispose donc d'une limite absolue de résolution en temps. En pratique, celle-ci n'est pas atteinte car d'autres facteurs viennent limiter la résolution en temps (référence en temps) et celle-ci s'avère être typiquement d'une nanoseconde environ.

On récupère le temps de vol (T_{vol}) et l'angle polaire de localisation d'une particule détectée par la combinaison des temps T_i donné par chacun des photomultiplicateurs :

$$T_{\text{vol}} = \frac{T_1 + T_2}{2} - T_0 \quad \text{et} \quad \theta = a (T_1 - T_2) + \theta_0$$

T_0 représente la constante de temps de référence absolue, a est proportionnel à la vitesse de la lumière dans la latte et inversement proportionnel à la distance latte-cible ($d=80$ cm), la constante θ_0 permet la conversion de l'angle entre 30 et 150°.

c Méthode d'identification des particules.

L'identification des particules est effective pour des charges comprises entre 1 et 5. La gamme couverte en énergie est de 10 à 300 MeV/u. La méthode d'identification est sensiblement la même que pour le mur comme le montre la figure I.9, à ceci près qu'il faut corriger la quantité de lumière de l'atténuation de celle-ci dans le plastique du scintil-

lateur (la lumière peut parcourir 80 cm avant d'être recueillie par le photomultiplicateur...). Les différentes expériences ont montré que la vraie quantité de lumière laissée par le passage de la particule dont le point d'impact se trouve à x cm du photomultiplicateur est telle que :

$$L_{\text{vraie}} = L_{\text{mesurée}} \exp (a_0 + a_1 x + a_2 x^2)$$

Les coefficients a_i sont déterminés pour chaque latte par la détermination des points de rebroussement des protons (le coefficient a_0 est donné ici à titre indicatif; il permet uniquement de dilater ou compresser l'échelle en L pour superposer les différents spectres). La précision sur la position de la particule est alors d'environ 5° en θ et de 10° en φ (la précision en φ étant conditionnée par la largeur de la latte).

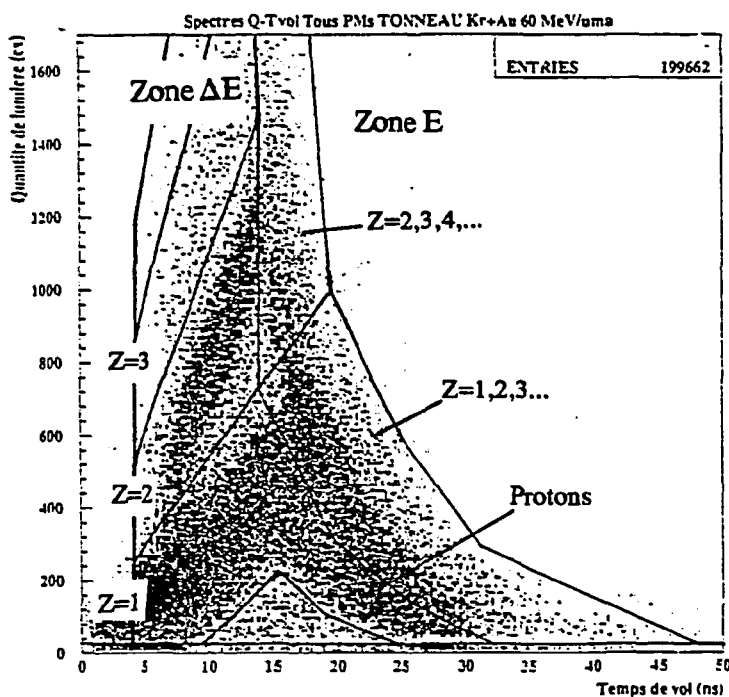


Fig. 1.9 : Carte Q-Tvol tous détecteurs TONNEAU

Comme pour le MUR, l'identification des particules est correcte pour les protons, deutons et tritons entre 8 et environ 300 MeV/u (2,5 à 18 cm/ns), pour les charges supérieures ($2 \leq Z \leq 4$) entre 40 et 300 MeV/u (5,2 à 18 cm/ns). Les incertitudes sur la vitesse (et donc sur l'énergie) sont cependant plus importantes que pour le MUR bien que les codeurs temps de vol soient du même type; en effet, la base de temps de vol n'est pas la même puisque la distance détecteur-cible est de 80 cm au lieu de 235 cm pour le MUR. Une incertitude de 1 nanoseconde sur la détermination du temps de vol aura donc une influence beaucoup plus importante sur les vitesses TONNEAU que sur celles données par le MUR, puisque l'on trouve des valeurs d'incertitudes relatives comprises entre 5 et 20%.

3 DELF

a Prsentation

DELF (BOUG87) est un détecteur de fragments couvrant un angle solide relativement important. Il est construit de manière à être transparent pour les particules légères par l'utilisation de minces feuilles de mylar à la sortie. Il est constitué de 18 modules indépendants disposés en une série de 3 couronnes (couronne avant, centrale et arrière) autour de la cible (cf fig. I.1). La forme de ces modules est trapézoïdale (surface de 600 cm^2) pour les chambres avant et arrière et rectangulaire (surface de 420 cm^2) pour les chambres de la couronne centrale. Les distances des différents modules à la cible sont de 21,4 cm pour les modules centraux et 55 cm pour les autres modules.

b Principe de fonctionnement.

Chaque module est constitué en fait de 2 détecteurs différents, à savoir un détecteur à plaques parallèles à localisation (PPAL) et une chambre d'ionisation fonctionnant tout deux avec un gaz (de l'isobutane, C_4H_{10}). Les pressions de fonctionnement sont différentes entre la PPAL et la chambre d'ionisation et sont de 7,5 mbar pour les PPAL et de 25 mbar pour les chambres d'ionisation. Le fonctionnement des PPAL autorise l'utilisation de feuilles minces de mylar à l'entrée ($2 \mu\text{m}$), ce qui permet d'obtenir des seuils bas en détection et identification des fragments (de l'ordre de 0,5 cm/ns pour le seuil en vitesse).

α Les plaques parallèles à localisation.

Pour chaque fragment détecté, un signal rapide T_0 est délivré par la plaque parallèle. Ce signal qui sert de mesure en temps de vol ainsi que son intégration en charge (perte d'énergie dans le gaz) permettent d'identifier le fragment (GEN91a). D'autre part, deux plans de localisation (X et Y) permettent une mesure de la position de l'impact à 0,5 degré près par quatre signaux de ligne.

β La chambre d'ionisation.

Le volume occupé par la chambre d'ionisation se présente sous la forme d'une pyramide tronquée (afin de permettre aux fragments émis un parcours relativement important dans l'enceinte gazeuse (de l'ordre de 12 à 14 cm). Le gaz isobutane est utilisé à une pression de 25 mbar. La fenêtre d'entrée est une feuille de mylar aluminisé de 2 μm supportée par une grille en acier. L'anode est une feuille de mylar aluminisée et le potentiel de celle-ci est porté à 400 V. Le champ électrique à l'intérieur de la chambre est défini par un ensemble d'électrodes entourant le volume de détection reliées entre elles par des résistances. On récupère un signal d'amplitude E_g mesurant la perte d'énergie de l'ion incident dans le gaz (GEN91a). La fenêtre de sortie de la chambre d'ionisation est en mylar afin de permettre le passage des particules légères et la détection dans le TONNEAU.

γ Conditions d'acceptation.

Les signaux recueillis lors du passage d'un fragment sont donc au nombre de 7, signal de temps T_0 , signal amplitude de temps AT (signal intégré du temps T_0), les 4 signaux de lignes X_a , X_b , X_c , X_d et le signal d'énergie résiduelle E_g provenant de la chambre d'ionisation. Il est à noter que pour qu'un fragment soit détecté en ligne, il suffit de disposer du signal temps issu de la PPAL.

Pour l'identification effective d'un fragment à l'issue de la calibration, l'acceptation se fait par la présence des signaux lignes (pour la détermination du point d'impact) en imposant la somme constante sur une ligne (si la somme n'est pas constante, on a affaire à des impacts multiples dans les PPAL), de l'amplitude de temps AT et/ou E_g pour la détermination de la charge du fragment.

On élimine ainsi par ces conditions :

- les particules légères par les seuils électroniques (qui seront détectées par la suite dans le TONNEAU).
- les électrons par l'absence de localisation (pas de signaux ligne).

Il faut noter que les impacts multiples dans un module (présence de deux fragments la plupart du temps) sont conservés; en effet, on les reconnaît par la somme des signaux ligne qui n'est plus constante. On ne peut évidemment pas identifier en charge ni

en vitesse ces fragments mais on dispose tout de même d'un comptage de tels événements (inférieur cependant à 5% du total des événements enregistrés).

c Couverture géométrique.

DELFF couvre un domaine angulaire compris entre 30 et 150° en θ et présente une symétrie de révolution en φ . La figure I.10 donne la projection dans un plan θ - φ (angles polaire et azimutal) des zones de détection des modules. Les zones en clair correspondent aux zones effectives de détection. Il faut toutefois noter que le porte-cible dégrade légèrement les zones de détection des modules centraux, ceci n'étant pas visible sur la figure ci-dessous. L'acceptance géométrique correspond, si l'on retire les régions occupées par les montants des couronnes et le porte-cible, à environ 55% de l'espace total occupé par DELFF.

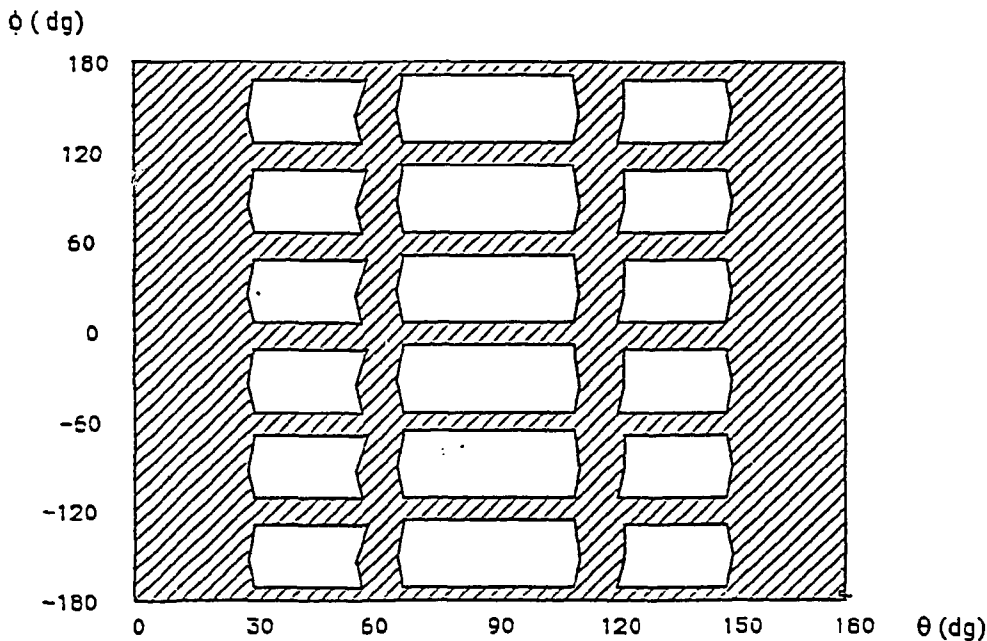


Fig. I.10 : couverture angulaire de DELFF.

d Domaine de détection en numéro atomique et vitesse.

La méthode d'identification des fragments utilise la perte d'énergie de ceux-ci dans les détecteurs et de ce fait les seuils d'identification en charge et vitesse ne sont pas indépendants; sur la figure I.11, nous avons représenté le domaine de détection de DELFF (en clair) sur une carte de corrélation Charge-vitesse.

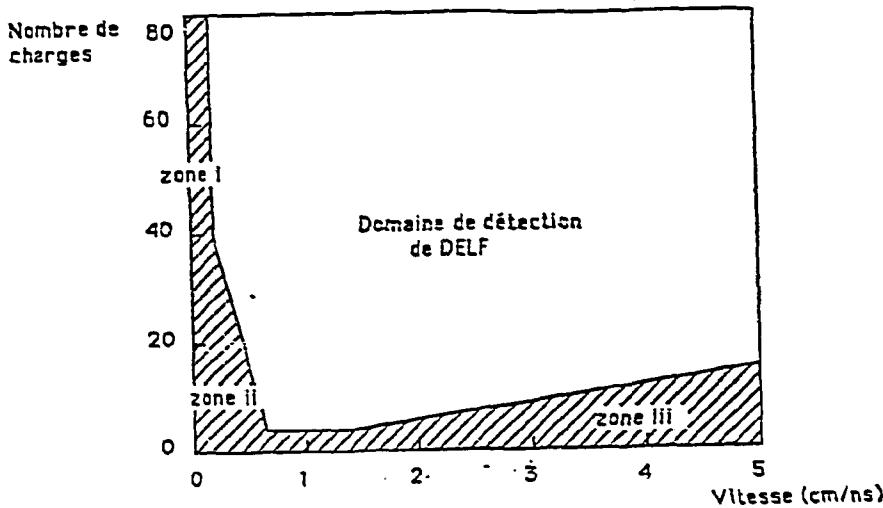


Fig. I.11: Domaine de détection de DELF.

L'identification en charge d'un fragment peut se faire par deux méthodes; la première (Z_{AT}) consiste à prendre le signal temps de vol T_0 combiné au signal intégré AT des plaques parallèles. La seconde méthode (Z_{eg}) utilise le signal E_g de la chambre d'ionisation combiné au signal temps de vol qui permet de disposer, quand cela est possible ($V > 1,5$ cm/ns), d'une identification plus précise (cf Tab I.12). On peut distinguer trois zones de non-détection sur la figure I.11. La zone I correspond à des fragments de faible vitesse (inférieure à 0,5 cm/ns environ) qui en majeure partie sont arrêtés par la feuille d'entrée en mylar de la plaque parallèle. La zone II est associée à des fragments de masse intermédiaire (IMF) qui, parce qu'ils sont peu chargés, ne produisent pas de signaux assez puissants dans les PPAL pour permettre la détection. La zone III correspond à des fragments légers et rapides qui ionisent peu les PPAL et les chambres d'ionisation ($Z > 10$) et sont en grande partie éliminés par la présence des seuils électroniques et ce d'autant plus qu'ils sont rapides.

En ce qui concerne les fragments détectés, les charges varient de 8 à 90 et les vitesses de 0,5 à 5 cm/ns approximativement (ces valeurs correspondent à la pleine efficacité de détection car en fait on commence à détecter les fragments de charge supérieure à 5 dans les PPAL). On peut s'attendre, suivant le type d'identification (Z_{AT} ou Z_{eg}), à des incertitudes sur la charge (ΔZ) différentes; les incertitudes sur la vitesse sont inférieures à 5%. Le tableau I.12 donne les valeurs typiques de l'incertitude relative en charge suivant l'identification choisie :

Identification dans :	$\Delta Z/Z$ (%)
PPAL	30
Ch. d'ionisation	20

Tab I.12 : Incertitudes sur la détermination des charges des fragments identifiés dans DELF à pleine efficacité de détection.

La calibration absolue en Z_{AT} et Z_{EG} s'effectue à l'aide des fragments de fission fournis par une source ^{252}Cf .

4 XYZt

a Présentation

XYZt (RUDO91) est également un multidétecteur de fragments, fonctionnant de manière comparable à DELF, constitué de 12 modules situés entre 3 et 30 degrés dans le laboratoire (cf fig. I.3) et chargé de détecter les fragments rapides (vitesse supérieure à 2 cm/ns) provenant en grande partie du projectile incident (résidus de quasi-projectiles, quasi-projectiles, fragments de zone participante, etc...). L'acceptance géométrique dans ce domaine angulaire est d'environ 60%. La distance moyenne des modules à la cible est de 140 cm, ce qui autorise des temps de vol de l'ordre de 14 ns (pour une vitesse de 10 cm/ns). Comme pour DELF, le multidétecteur est transparent pour les particules légères grâce à une fenêtre de sortie en mylar.

b Principe de fonctionnement.

Chaque module se présente sous la forme d'un cube de 28,8 cm de côté. Il est constitué comme DELF, d'un détecteur à plaques parallèles à localisation couplé à une chambre d'ionisation qui offrent tout deux des caractéristiques similaires en ce qui concerne le principe de fonctionnement. Toutefois, les pressions de fonctionnement de XYZt ont été optimisées pour la détection de fragments rapides contrairement à DELF. Ceci implique l'utilisation de feuilles de mylar de $8\mu\text{m}$ pour la fenêtre d'entrée de XYZt et conduit à des seuils plus élevées par rapport à DELF.

α Les plaques parallèles à localisation.

Pour chaque fragment détecté, un signal rapide T_0 est délivré par la plaque parallèle. Ce signal qui sert de mesure en temps de vol ainsi que son intégration en charge (perte d'énergie dans le gaz) permettent d'identifier le fragment (GEN91a et L. Stuttgé). D'autre part, deux plans de localisation (X et Y) permettent une mesure de l'angle.

β La chambre d'ionisation.

La chambre d'ionisation a été optimisée pour la détection de fragments de vitesse élevée (quasi-projectiles). La pression adoptée dans l'enceinte gazeuse est de 101 Torr; elle permet d'optimiser la détection des fragments rapides produits à faibles angles lors des réactions.

γ Conditions d'acceptation.

Pour chaque fragment détecté, les signaux délivrés sont au nombre de 7 (T_0 , AT , X_a , X_b , X_c , X_d et E_g). L'identification d'un fragment se fait sous les mêmes conditions que DELF.

c Couverture angulaire

$XYZt$ couvre un angle solide correspondant à 9% ($3-30^\circ$) de l'angle solide de l'espace total. L'acceptance géométrique dans cette zone de détection est d'environ 60%. La figure I.13 donne les zones effectives de détection dans un plan perpendiculaire à l'axe du faisceau (plan xOy).

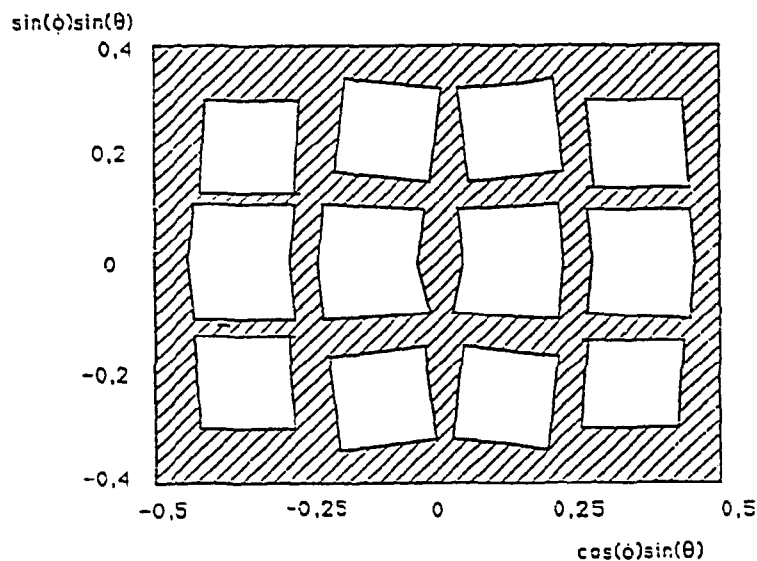


Fig. I.13 : Couverture angulaire de XYZt dans le plan xOy .

d Domaine de détection en numéro atomique et vitesse.

Le mode de détection des fragments étant le même que pour DELF, on s'attend au même domaine de détection; la différence tient au fait que les fenêtres de mylar à l'entrée sont différentes. Nous observons donc un seuil rehaussé en vitesse et compris entre 2 et 4 cm/ns suivant la charge du fragment

Sur la carte charge-vitesse ci dessous (fig. I.14), nous pouvons voir la zone de détection des fragments traversant ou s'arrêtant dans XYZt. On note deux zones inefficaces de détection; la zone I correspond à des fragments peu rapides ne traversant pas la fenêtre d'entrée de XYZt. La zone II correspond aux fragments légers laissant trop peu d'énergie dans les PPAL.

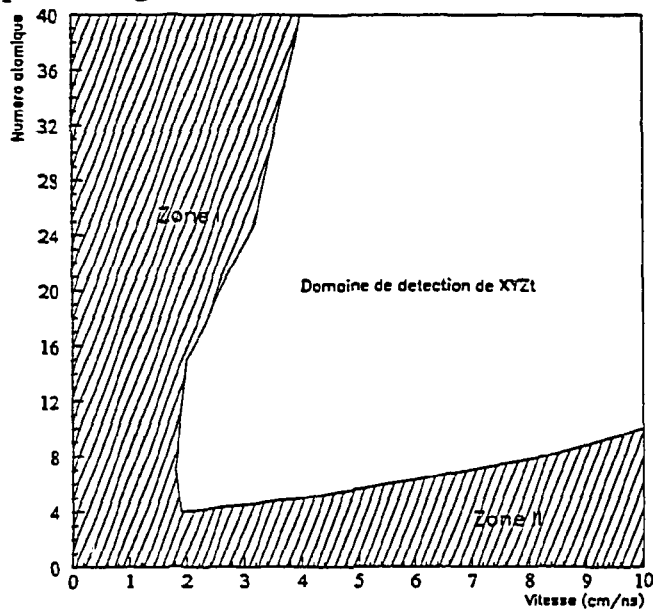


Fig. I.14 : Domaine de détection de XYZt. en charge et vitesse.

La méthode d'identification utilise les mêmes signaux que DELF et retourne ainsi deux valeurs de charge Z_{AT} et Z_{Eg} (pour le signal Eg de la chambre d'ionisation, il faut que le fragment ait une vitesse supérieure à 3 cm/ns approximativement). Le graphe perte d'énergie versus temps de vol permet de distinguer les lignes de Z jusqu'à 20; pour les fragments de charge supérieure, l'incertitude relative (cf Tab I.15) est de l'ordre de 10%.

Identification dans :	$\Delta Z/Z$ (%)
PPAL	20
Ch. d'ionisation	10*

Tab I.15 : Incertitudes relatives en charge des fragments dans XYZt à pleine efficacité de détection. (* pour $Z > 20$)

5 Les télescopes.

a Caractéristiques générales.

Les télescopes, au nombre de six durant l'expérience, étaient placés à divers angles dans la chambre de réaction (cf tab I.16). Chaque télescope est formé de plusieurs diodes Silicium d'épaisseurs croissantes e_i (dans la pratique, on en utilise 3 ou 4) chargées de détecter les particules les traversant par la méthode E- ΔE (cf fig. I.18 a et I.18 b). Les emplacements choisis pour les télescopes avant (A et B) ont été motivés par la nécessité d'avoir un dispositif de détection des fragments rapides (angles inférieures à 8° par rapport à la direction du faisceau) compatibles avec une autre expérience effectuée au GANIL (BRES92) et la détection des particules chargées (charge inférieure à 5) émises à des angles plus grands dans le laboratoire (entre 30 et 120°) afin d'évaluer les énergies de ces particules résultants principalement de processus évaporatifs.

Tél.	θ ($^\circ$)	ϕ ($^\circ$)	distance (mm)	Ω (msr)	e_1 (μm)	e_2 (μm)	e_3 (μm)	e_4 (μm)
A	5.2	90	800	0.47	26	315	5000	-
B	8.2	270	600	0.83	30	313	5000	-
C	28.9	208.9	465	1.39	47	318	5300	-
D	56.0	158.1	150	13.3	56	306	1019	6000
E	124.2	21.9	150	13.3	24	164	513	5000
F	158.0	0	150	26.7	46	306	6000	-

Tableau I.16 : caractéristiques physiques des détecteurs.

Les épaisseurs des différentes diodes ont été choisies de manière à satisfaire à des critères différents. Les épaisseurs des différents membres des télescopes A et B ont été optimisées pour la détection de fragments lourds, notamment ceux issus de la fission du projectile pour le faisceau de Plomb à 29 A.MeV. Les épaisseurs des télescopes C, D E et F (placés à des angles plus grands compris entre 28 et 150 degrés) ont été, quant à elles, choisies pour détecter les particules légères chargées jusqu'à $Z=5$.

Chaque diode fournit un signal électrique proportionnel à la perte d'énergie dans le matériau (signal ΔE) plus un signal temps de vol pour les deux premières diodes de chaque télescope (mesure de temps de vol TV_1 et TV_2). Cependant, la mesure de ce temps de vol est peu précise car la base de temps de vol est courte et ne sera pas utilisée

par la suite (sauf le signal TV_2 qui sert au déclenchement 'télescopes' de l'acquisition) si ce n'est pour retirer les événements fortuits (hors ligne).

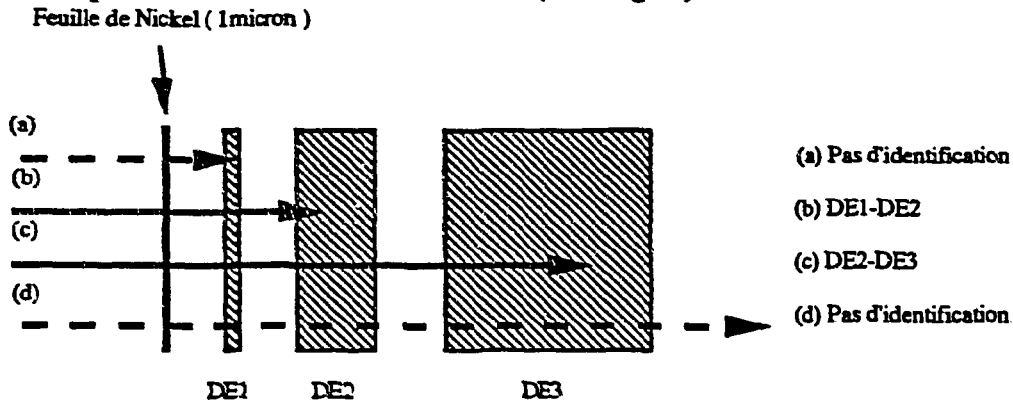


Figure I.16 bis : seuils d'identification des particules.

Sur la figure ci-dessus, on voit clairement qu'on ne peut identifier les particules (ou fragments) que dans les cas (b) et (c) (correspondant bien à un arrêt de la particule dans le télescope). Cette contrainte se retrouve dans les spectres d'énergie ou de vitesse donnés par les télescopes par la présence de seuils haut et bas d'identification, le tableau I.17 synthétise les valeurs en cm/ns pour les différents télescopes :

Télescope	Proton (cm/ns)	Alpha (cm/ns)	Lithium (cm/ns)	Krypton (cm/ns)	Plomb (cm/ns)
A	-	-	2,1 - 8,5	2,6 - 12	2,9 - 15
B	-	-	2,1 - 8,4	2,4 - 12	2,9 - 15
C	1,9 - 8,1	2,1 - 8,2	2,3 - 8,5	-	-
D	1,8 - 9,1	2,0 - 9,6	2,1 - 9,8	-	-
E	1,8 - 8,6	2,0 - 9,2	2,1 - 9,6	-	-
F	2,0 - 8,2	2,2 - 8,4	2,3 - 8,9	-	-

Tableau I.17 : gamme d'identification des particules en vitesse (cm/ns) pour les télescopes.

Les télescopes A et B étaient préparés de manière à détecter les fragments (à partir de $Z = 3$ pour les angles avant inférieurs à 8 degrés) alors que

b Conversion des signaux délivrés.

Les télescopes délivrent des signaux d'amplitude qu'il faut convertir en perte d'énergie (MeV) ; cette étape a été réalisée durant l'expérience à l'aide de signaux calibrés

délivrés par un générateur. Il a alors été possible de déterminer la transformation affine permettant la conversion des signaux bruts en informations exploitables physiquement.

Cette calibration a été confirmée par la suite grâce à la donnée des points de rebroussement des particules légères (télescopes C, D, E et F) et la donnée de la diffusion élastique du projectile (cf tableau L2) pour les télescopes A et B.

c Méthode d'identification des particules.

La méthode d'identification choisie est la méthode E- ΔE (cf fig. L18 a et L18 b); elle est basée sur la mesure de la perte d'énergie d'un ion dans une diode connaissant l'énergie de cet ion. On utilise deux diodes, la première étant chargée de mesurer la perte d'énergie de l'ion (sans l'arrêter) et la seconde d'épaisseur plus importante mesurant l'énergie restante de l'ion incident et donc l'arrêtant. En utilisant plus de deux diodes pour un même détecteur (télescope), on dispose d'une plage d'identification en énergie plus importante par couplage des diodes successives deux à deux.

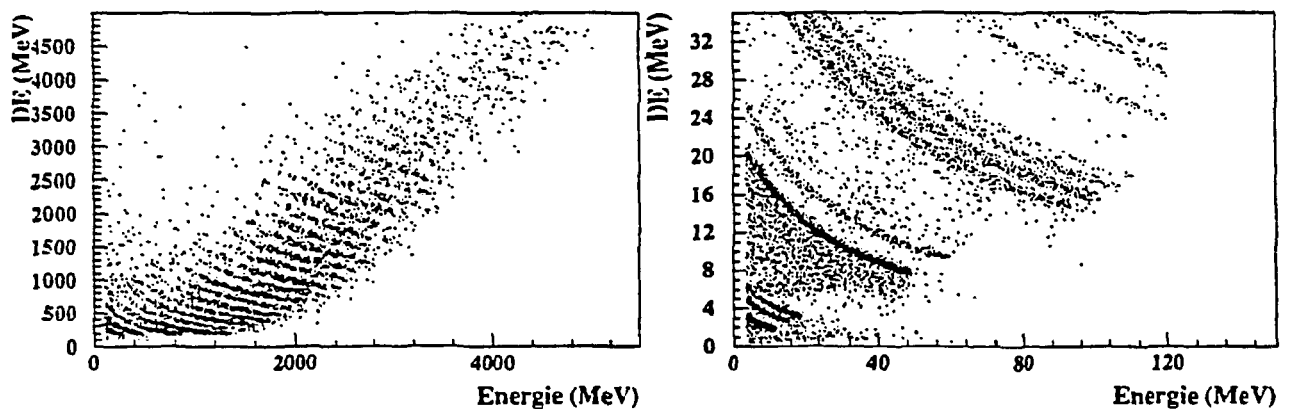


Fig. I.18 a et b : Cartes E- ΔE télescope A ($5,2^\circ$) et D ($56,1^\circ$) pour le système Kr+Au à 60 A.MeV.

On peut identifier la charge de l'ion incident si l'on connaît la formule donnant la perte d'énergie en fonction des caractéristiques de l'ion et de l'absorbeur (BETH37 , cf annexe 1) Deux méthodes ont été utilisées afin de calibrer les télescopes.

La première, pour les télescopes A et B (détection des fragments), fait appel à une fonction d'identification tenant compte de la perte d'énergie des ions dans l'absorbeur à l'aide d'une paramétrisation (MOUL78, cf annexe 1).

La seconde, pour les télescopes de particules légères chargées (C, D, E et F) a nécessité l'emploi d'une fonction d'identification (STECK91, annexe 1) afin de pouvoir identifier les différents types de particules chargées, y compris les isotopes.

d Résultats obtenus.

Les résultats donnés avec les deux méthodes d'identification sont visibles ci-dessous où l'on peut voir un spectre typique d'identification en charge pour le télescope A ($10 < Z < 90$) et pour un télescope situé à 60° de l'axe du faisceau (télescope D).

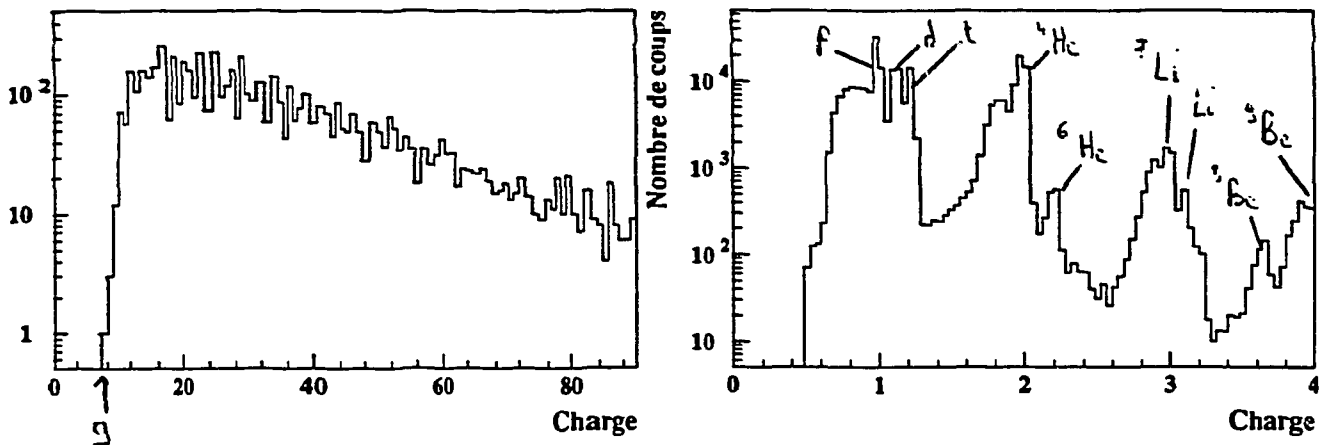


Fig I.19 a et b : Spectres de charges obtenus dans les télescopes A et D pour le système Kr+Au à 60 A.MeV.

Pour le télescope A, on ne discrimine pas les ions charge par charge (on peut estimer la résolution en charge à environ 5%). Pour le télescopes D, on distingue parfaitement les différents isotopes jusqu'à des charges de l'ordre de cinq sur une gamme d'énergie comprise entre 1 MeV/u et 40 MeV/u environ.

IV ELECTRONIQUE ET ACQUISITION DES ÉVÉNEMENTS.

1 Codage des signaux issus de DELF et XYZt.

Nous l'avons vu précédemment, chaque module de DELF et XYZt peut fournir 7 paramètres. Sur le synoptique ci-dessous est schématisée l'électronique associée au codage des paramètres retournés par un module.

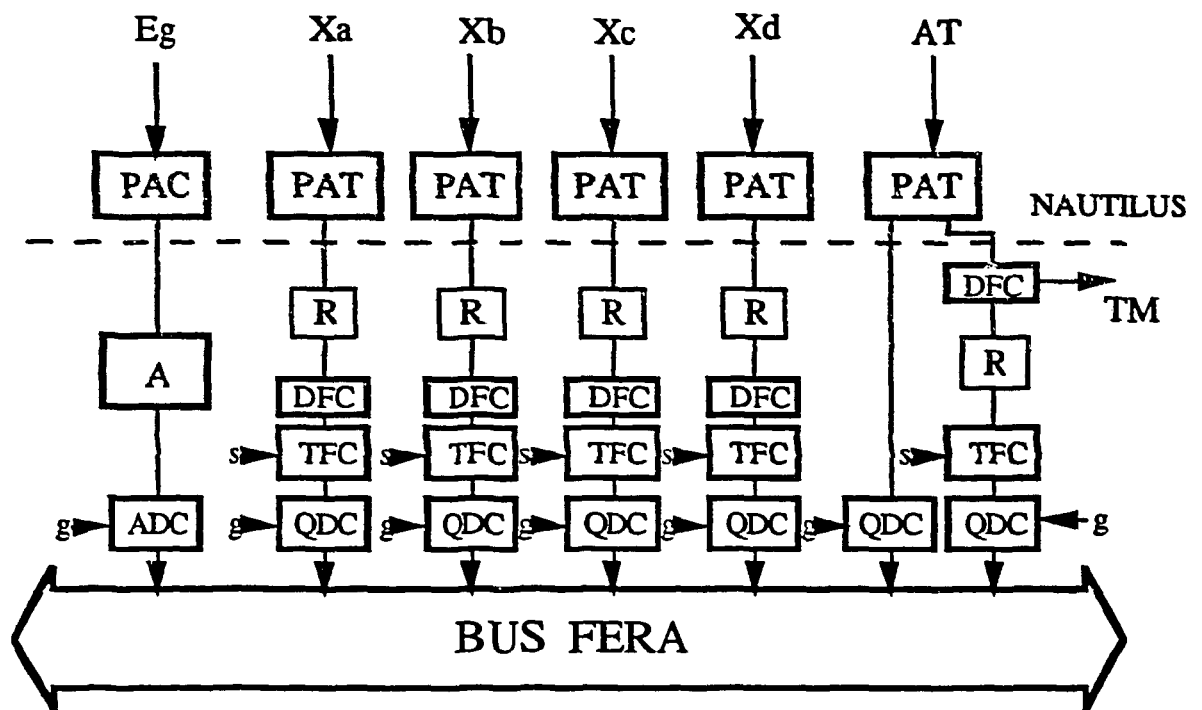


Fig. I.20 : synoptique de codage paramètres DELF et XYZt

Les signaux E_g sont préamplifiés (PAC), amplifiés (A) puis analysés en amplitude par un codeur d'amplitude (ADC). Les signaux lignes sont d'abord préamplifiés (PAT) dans NAUTILUS, retardés (R), convertis en charge (TFC) et enfin codés (QDC). Le signal AT fourni par la plaque parallèle est, quant à lui, directement codé en charge (QDC) alors qu'un autre signal issu du préamplificateur fournit la référence en temps de la PPAL et participe via le tiroir de multiplicité (TM) à la décision de déclenchement. Tous les signaux générés peuvent éventuellement être lus via le bus FERA si la condition de déclenchement est réalisé (cf § 3). Le signal START (S) est dérivé du signal OK donné par le déclenchement alors que le signal GATE (g) est issu du module de commande FERA (cf fig. I.23).

2 Codage des signaux issus du MUR et du TONNEAU.

Les paramètres retournés par chaque photomultiplicateur sont composés d'un signal dont la figure ci-dessous donne le codage :

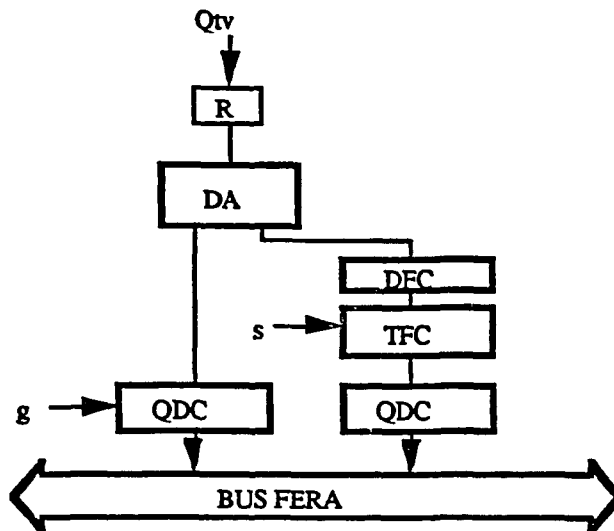


Fig. I.21: Encodage des signaux issus du MUR et du TONNEAU

Le signal issu du photomultiplicateur est d'abord retardé (R), dupliqué (DA), analysé en charge pour la première voie (QDC) et fournit ainsi le signal 'charge' (Q). La seconde voie est analysé en temps via le DFC et le TFC et fournit le signal temps (T_{vc1}). Le signal de référence S pour le TFC est délivré par le OK du déclenchement. Il faut noter qu'aucun signal n'est envoyé au tiroir de multiplicité (TM) comme pour les détecteurs fragments ou les télescopes; ainsi, ni le MUR, ni le TONNEAU ne participe au déclenchement de l'acquisition (fonctionnement en *esclave*).

3 Déclenchement de l'acquisition

Avant d'enregistrer un événement, il convient de décider si oui ou non il correspond aux critères de sélection; pour ce faire, on utilise des tiroirs électroniques rapides (Tiroir Multiplicité et Module de Coïncidence Rapide) prenant en compte les signaux rapides provenant des détecteurs (signaux de temps).

Le tiroir Multiplicité est chargé de collecter les signaux rapides issus des plaques parallèles de DELF et de XYZT et de décider s'il correspond au critère de multiplicité désirée (par exemple $M > 2$). Si c'est le cas, il envoie un signal logique au module MCR.

Le module MCR (TILL88) a pour tâche de déceler une éventuelle coïncidence entre le signal HF et les différentes voies participant au déclenchement (Multiplicité, BaF₂ et télescopes). Si tel est le cas, il envoie à son tour un signal logique permettant,

sous réserve de validation à nouveau par le signal HF retardé (afin que ce signal soit bien celui qui déclenche) la lecture des codeurs (fig. I.22).

Il génère également un code qui permettra par la suite de savoir pour l'événement le type de déclenchement. Il est ainsi possible d'observer des déclenchements Multiplicité dans DELF et XYZt associés à des fragments ou particules dans les télescopes ou le BaF₂ (toutes les combinaisons sont possibles entre ces trois voies de déclenchement). Ceci est résumé sur le schéma ci-dessous :

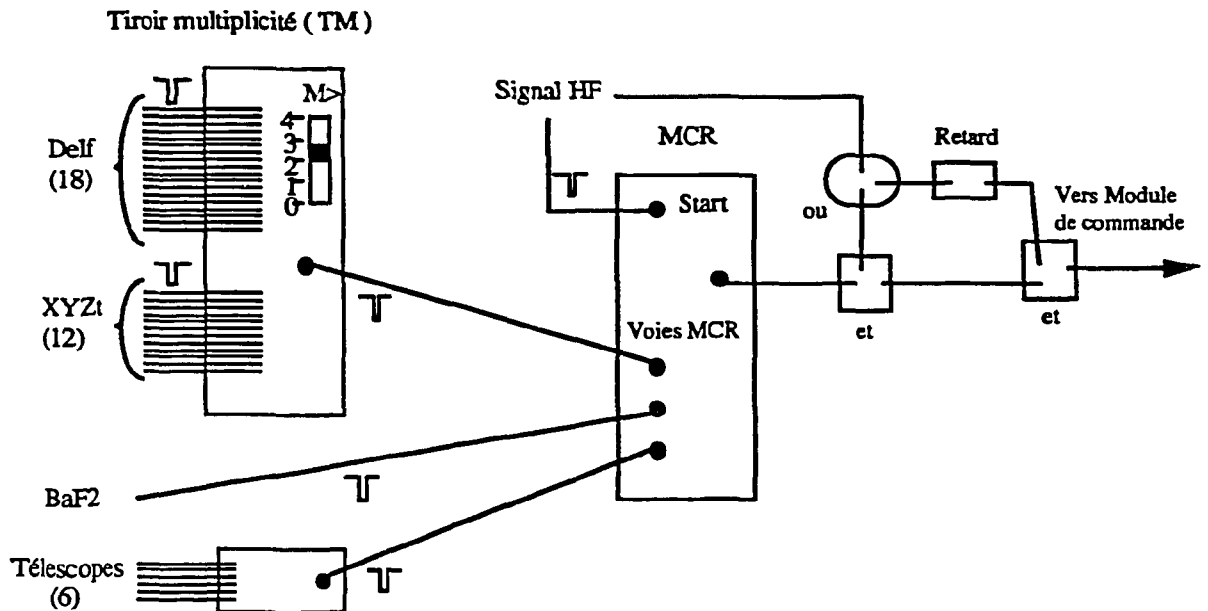


Fig. I.22 : Synoptique de la logique de déclenchement.

Les multidétecteurs MUR et TONNEAU ne participent pas au déclenchement (fonctionnement en 'esclave') et ne sont lus que si l'événement est conforme au déclenchement désiré.

4 Système d'acquisition

L'acquisition (ACQU88) se fait via un bus FERA pour la lecture des données concernant DELF, XYZt, le MUR et le TONNEAU, d'un bus CAMAC pour les données concernant le BaF₂ et les télescopes. Le tout est interfacé par des cartes IFV (FERA) et ICV (CAMAC) pour conduire au bus VME constituant la dernière étape avant le stockage des données.

Les signaux arrivant sur le bus VME sont classés par des microprocesseurs (μp) avant d'être envoyés dans une mémoire tampon de 16 Koctets (buffer) si le déclenchement fournit le signal OK. Le tampon de données est ensuite stocké sur bande magnétique lorsqu'il est rempli. On peut schématiser ceci par la figure I.23 :

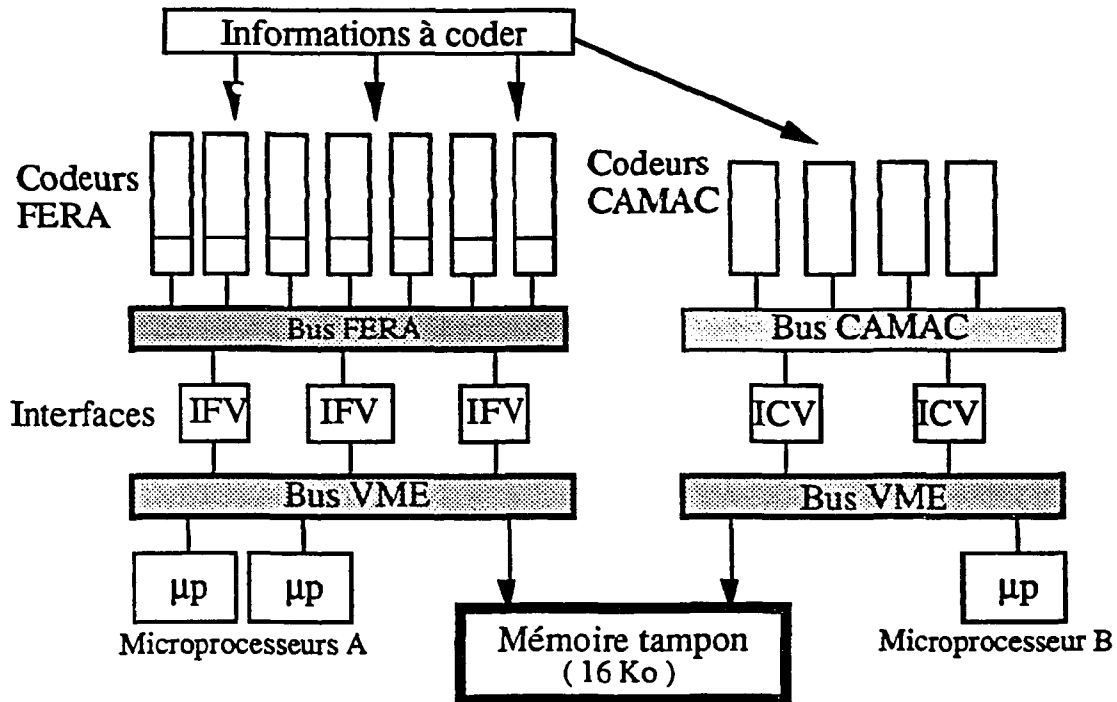


Fig. I.23 : Architecture du système d'acquisition.

Tous les paramètres sont codés sur 11 bits (2048 canaux) à l'exception des signaux Eg de DELF et XYZt qui, eux, sont codés sur 12 bits. Au total, l'expérience regroupait plus de 700 paramètres à gérer en ligne. Enfin, les taux d'enregistrement étaient de 20 à 60 événements par seconde suivant le type de déclenchement demandé. Le déclenchement le plus utilisé durant l'expérience étant le déclenchement multiplicité de fragments dans DELF et XYZt supérieur ou égal à 3, les taux d'enregistrement étaient typiquement de l'ordre de 30 événements par seconde.

5 Structure d'enregistrement des données sur bande magnétique

Les données une fois stockées dans la mémoire tampon de 16 Koctets, sont écrites par blocs sur une bande magnétique. L'enregistrement des données contient une partie fixe (qui correspond à la lecture par le bus CAMAC) concernant le mot MCR, les

signaux BaF₂ et télescopes, et d'une partie variable contenant les informations délivrés par le MUR, le TONNEAU, DELF et XYZt (enregistrement des codeurs effectivement touchés) respectivement.

CHAPITRE II

DESCRIPTION DES EVENEMENTS

Description des événements Kr + Au à 60 A.MeV

I Introduction.

Dans cette expérience, le critère principal de déclenchement est la multiplicité de fragments (charge supérieure à 6 approximativement, avec pleine efficacité pour $Z > 8$) observée par événement dans DELF ou XYZt. Nous allons donc dans une première approche décrire les caractéristiques des réactions par type de déclenchement, c'est-à-dire différencier les données observées suivant le nombre de fragments détectés par événement (N_d). Nous essaierons ainsi de dégager les différents types de coïncidences observées. Nous aborderons dans le troisième paragraphe la méthode utilisée pour sélectionner les événements que nous étudierons par la suite (événements centraux).

II Caractéristiques générales des événements $N_d \geq 1$ (simples)

1 Multiplicités observées

Dans un premier temps, nous nous intéressons aux caractéristiques générales des réactions avec déclenchement minimal, c'est-à-dire au moins un fragment détecté dans DELF ou XYZt. Ce type de déclenchement permet d'avoir le moins de biais possible sur les caractéristiques des événements détectés.

Examinons dans un premier temps les rapports entre multiplicités observées de fragments. On définit le rapport R_n par le quotient du nombre d'événements $N_d = n-1$ sur le nombre d'événements $N_d = n$. Le tableau II.1 nous donne les valeurs trouvées. Il est à noter que ces rapports sont tous proches les uns des autres ; il n'y a qu'à partir des déclenchements $N_d = 5$ que l'on observe un décrochement significatif dans la détection de fragments, ce qui indique que la multiplicité maximale réelle de fragments est aux environs de 5.

$N_d = n-1 / N_d = n$	$N_d = 1 / N_d = 2$	$N_d = 2 / N_d = 3$	$N_d = 3 / N_d = 4$	$N_d = 4 / N_d \geq 5$
R_n	5	6	7	21

Tableau II.1 : Rapports de multiplicité observée de fragments pour la réaction Kr+Au à 60 A.MeV.

Parallèlement, nous pouvons, grâce au MUR et au TONNEAU, détecter les particules légères chargées ($Z \leq 5$) en coïncidence. La figure II.2 donne les multiplicités de particules légères chargées détectées (M_{Plc}) en fonction du nombre de fragments observés. On note que pour les multiplicités observées de fragments égales à 1, les distributions en particules légères présentent visiblement deux composantes; l'une pour les faibles multiplicités et que l'on peut associer aux réactions les moins dissipatives ($M_{Plc} \leq 3$) et l'autre que l'on retrouve pour les multiplicités de fragments supérieures caractérisée par une valeur moyenne autour de 9. Pour les événements $N_d=2$, la composante associée aux faibles M_{Plc} n'est plus visible en raison de la non-détection d'un des deux partenaires de la diffusion élastique (cible).

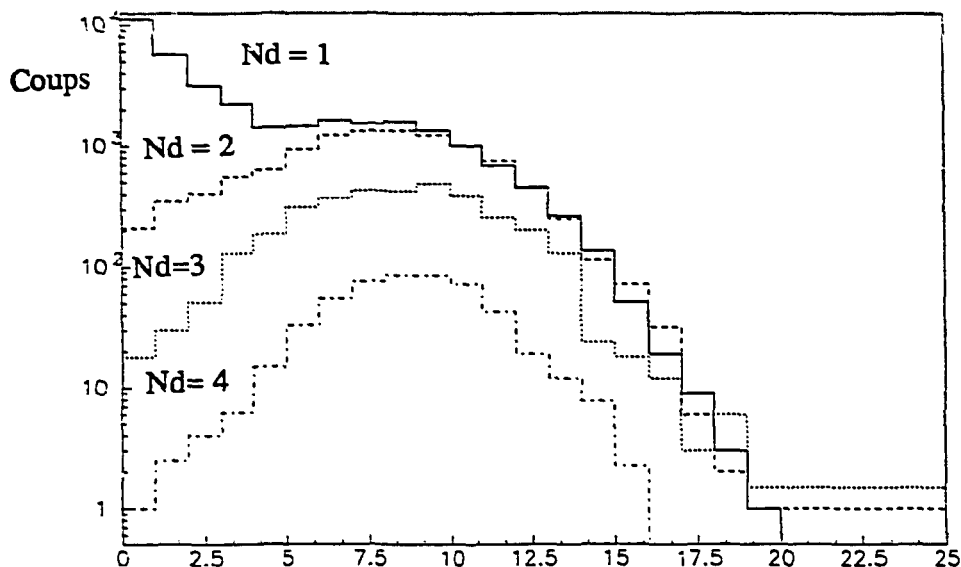


Fig II.2: Multiplicités de particules légères chargées pour $N_d=1, 2, 3$ et 4.

Le tableau II.3 donne les valeurs moyennes ainsi que les écart-types des distributions observées pour une multiplicité de fragments détectés. Pour les multiplicités de fragments détectés supérieures à 3, les valeurs moyennes atteignent des valeurs de l'ordre de 9 et semblent relativement indépendantes de la multiplicité observée de fragments, les écarts-types restant les mêmes; il semble donc que l'on ait affaire à un processus identique.

Si l'on considère une acceptation géométrique de l'ordre de 50% de l'espace pour la détection de ces particules légères chargées, on arrive à des multiplicités moyennes de particules légères de l'ordre de 18 à 20 pour les collisions à grande multiplicité observée de fragments.

Déclenchement	$\langle M_{plc} \rangle$	σ_{plc}
Nd=1	4,2	1,9
Nd=2	8,1	3,6
Nd=3	8,6	3,1
Nd=4	8,7	2,6
Nd=5	8,7	2,5
Nd=6	8,8	2,3

Tableau II.3 : Deux premiers moments de la distribution en multiplicité observée de particules légères chargées en coïncidence.

2 Description des événements $Nd \geq 1$

Nous allons maintenant nous intéresser aux caractéristiques physiques et cinématiques des réactions pour un déclenchement $Nd \geq 1$. Pour synthétiser ces informations de base (le numéro atomique et la vitesse dans le laboratoire des fragments détectés en coïncidence), on construit une carte Charge-Vitesse (Fig. II.4) dans laquelle se trouvent ainsi regroupées les caractéristiques des fragments détectés dans DELF ou XYZt .

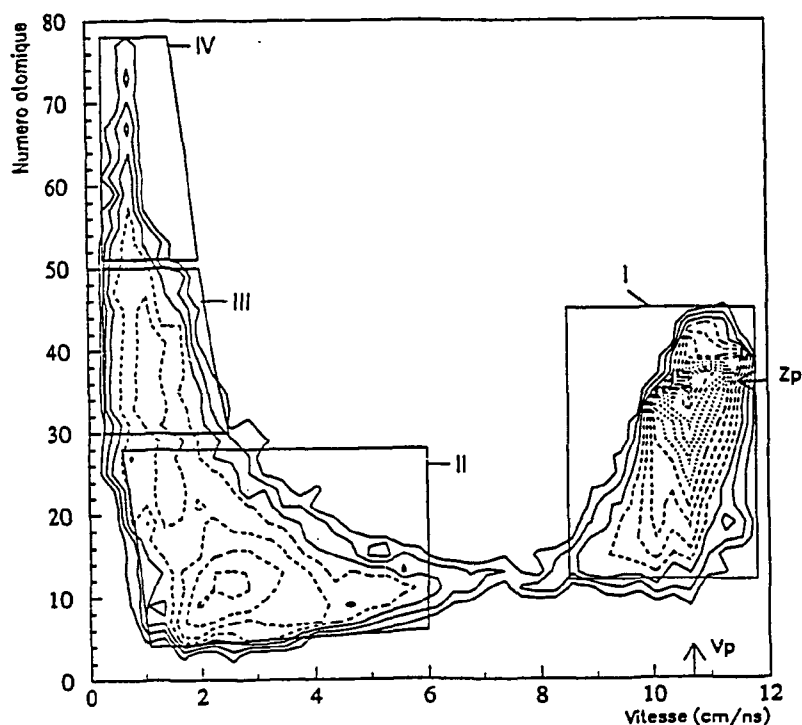


Fig. II.4: Cartes Charge-Vitesse des fragments pour un déclenchement $Nd \geq 1$.

Sur celle-ci, on observe un pic prononcé correspondant au projectile et quasi-projectiles (Zone I sur la figure). Ces événements correspondent en majeure partie au déclenchement $N_d=1$ et concernent donc les projectiles détectés dans XYZt à de faibles angles de déviation par rapport à l'axe du faisceau. Ces événements sont associés à des diffusions élastiques ou du moins très peu inélastiques entre le projectile et la cible (l'angle d'effleurement pour ce système est de $4,2^\circ$),

Par contre, on n'observe pas de fragments présentant les caractéristiques de la cible d'or ($Z = 79$) dans la carte; ceci provient du fait que la vitesse de recul élastique de l'or, de l'ordre de 0,3 à 0,5 cm/ns est trop faible pour être détecté dans DELF. Dès que la réaction devient inélastique et procède de l'échange de quelques nucléons, on a transfert d'une partie du moment linéaire apporté par le projectile et ceci permet à la quasi-cible (Zone IV) formée d'être observée pour des vitesses légèrement supérieures au seuil de détection en vitesse de DELF.

On remarque également la présence de fragments présentant des charges de l'ordre de 40 (Zone III) associés à des vitesses de 1,5 cm/ns qui correspondent aux fragments de fission de la cible d'Or comme nous le verrons plus loin. Enfin, la zone II correspond à une gamme de fragments dont les caractéristiques en charge sont sensiblement les mêmes, à savoir un Z compris entre 5 et 20 (IMF) avec des vitesses comprises entre 2 et 7 cm/ns.

Sur la figure II.5 qui représente la corrélation entre la charge des fragments détectés et la multiplicité de particules chargées, nous remarquons que les faibles M_{Plc} sont associées aux zones I, III et IV alors que la zone II est elle associée aux collisions les plus dissipatives. Pour cette dernière, les spectres en charge ont une pente qui est identique quelle que soit M_{Plc} .

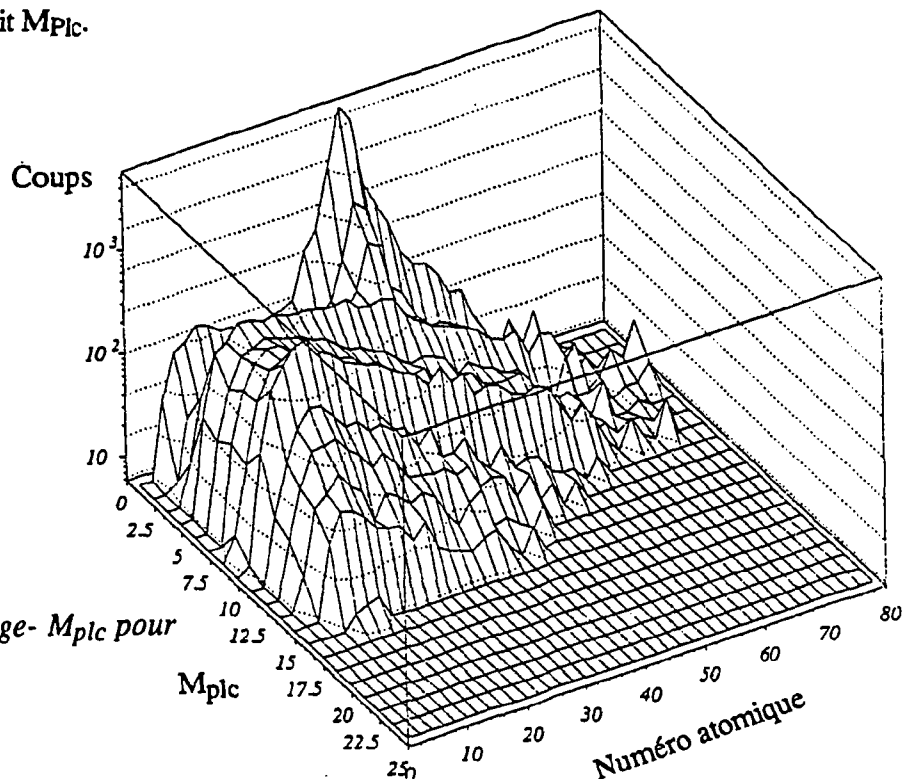


Fig II.5 : Carte Charge- M_{Plc} pour les événements $N_d \geq 1$.

3 Caractéristiques des réactions $Nd \geq 2$

La carte Charge-Vitesse pour le déclenchement '2 fragments' (il y a N_d entrées par événement) laisse apparaître plusieurs types de coïncidences; on observe trois régions (fig II.6). L'unique différence entre les cartes de corrélations Charge-Vitesse pour $N_d \geq 1$ et $N_d \geq 2$ est la disparition du pic élastique du projectile car le partenaire cible n'est pas détecté; le déclenchement $N_d \geq 2$ a donc pour effet de supprimer les réactions élastiques. Des quasi-cibles (zone IV de la figure II.4) sont détectées en coïncidence avec des quasi-projectiles mais en nombre tellement faible que nous n'en parlerons pas par la suite.

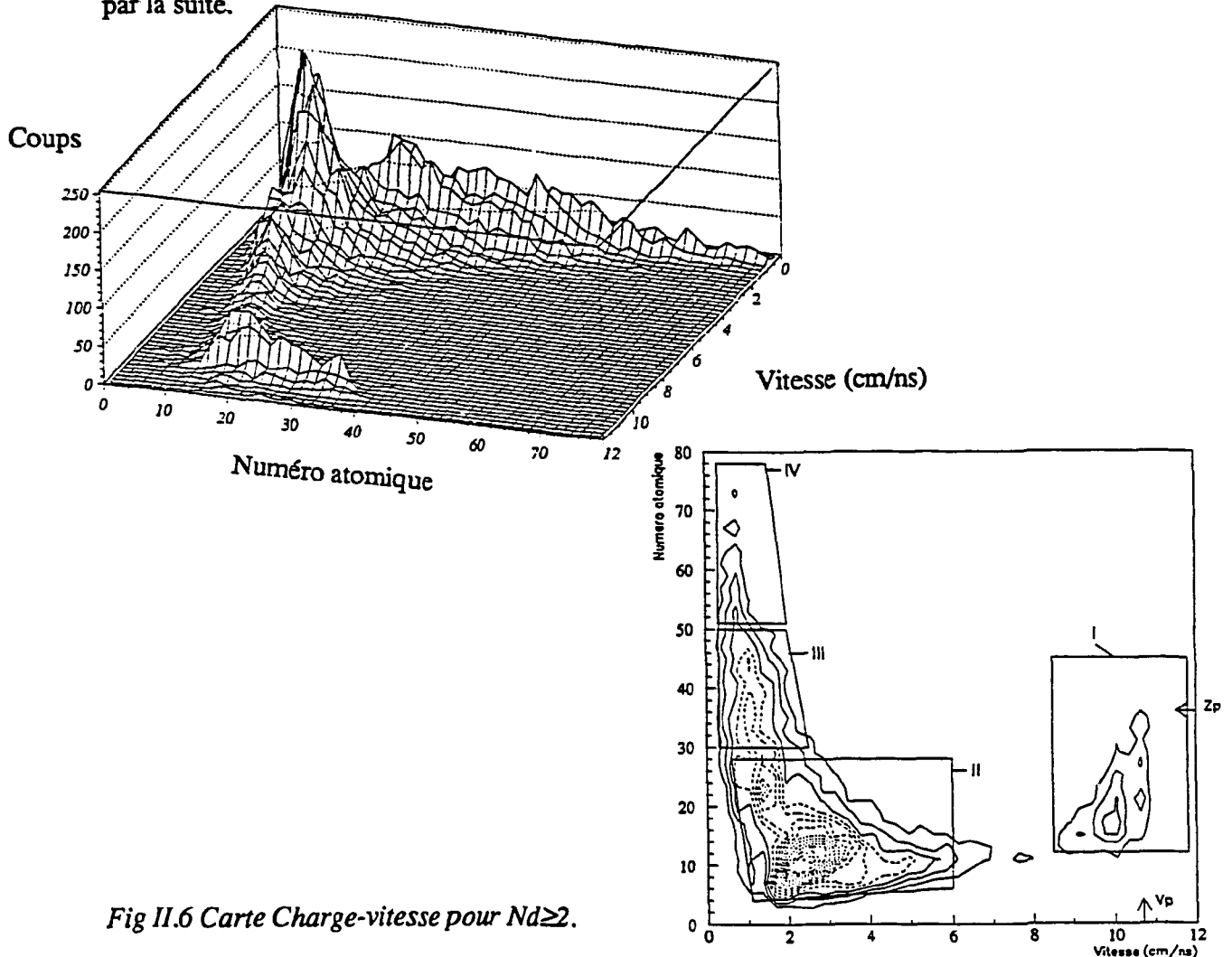


Fig II.6 Carte Charge-vitesse pour $N_d \geq 2$.

Les événements associés au déclenchement $N_d \geq 2$ vont nous permettre d'étudier les coïncidences entre fragments détectés. Dans le paragraphe qui suit, nous nous intéresserons à ce type de déclenchement et présenterons des cartes de corrélations entre fragments (dans le cas où le nombre de fragments détectés est supérieur à 2, nous prendrons toutes les combinaisons de 2 fragments parmi l'ensemble) afin d'étudier au mieux les différents types de coïncidences.

Pour explorer plus avant les coïncidences doubles, il faut regarder les corrélations entre les vitesses des deux fragments détectés (fig II.7). Cette figure fait apparaître plusieurs zones distinctes; la zone A correspond à la coïncidence entre un quasi-projectile ($V=V_p$) et un fragment lent ($V \approx 1-2 \text{ cm/ns}$) pour 20% des cas, une deuxième zone B, associée à des coïncidences sans quasi-projectile (75% des cas), et une troisième zone (C, 5% des cas) correspondant à des coïncidences entre deux fragments rapides (fission du projectile).

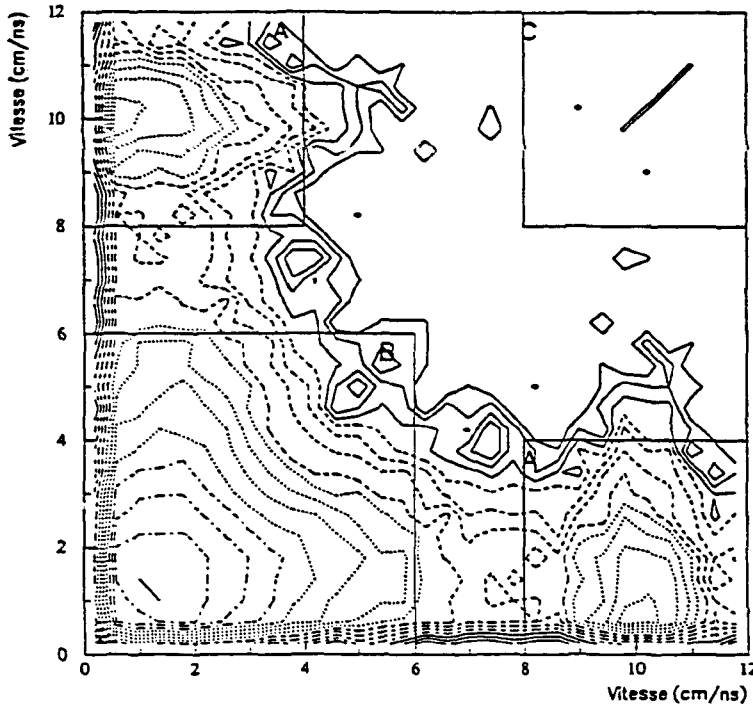


Fig II.7 : Corrélations Vitesse-Vitesse pour au moins 2 fragment détectés en coïncidence dans DELF ou XYZt.

a Coïncidences avec le quasi-projectile (Zone A)

Si l'on s'intéresse aux coïncidences avec un quasi-projectile (Zone A de la figure II.7), la carte II.8 montre la corrélation qui existe entre les charges du fragment rapide (quasi-projectile) et du fragment plus lent. On distingue principalement deux zones; la première pour des charges de fragments rapides autour de 25 (quasi-projectile relaxé) associé à un fragment lent dont la charge est de l'ordre de 40 (fragment de fission de la cible d'Or) et une seconde zone plus importante en nombre représentant des coïncidences entre un quasi-projectile très relaxé (charge de l'ordre de 15) et un fragment intermédiaire (IMF). La zone A correspond donc à des coïncidences entre différentes zones de la cartes Z-V (cf fig II.6), coïncidences entre zone I et III (FF), et entre zone I et II (IMF) respectivement.

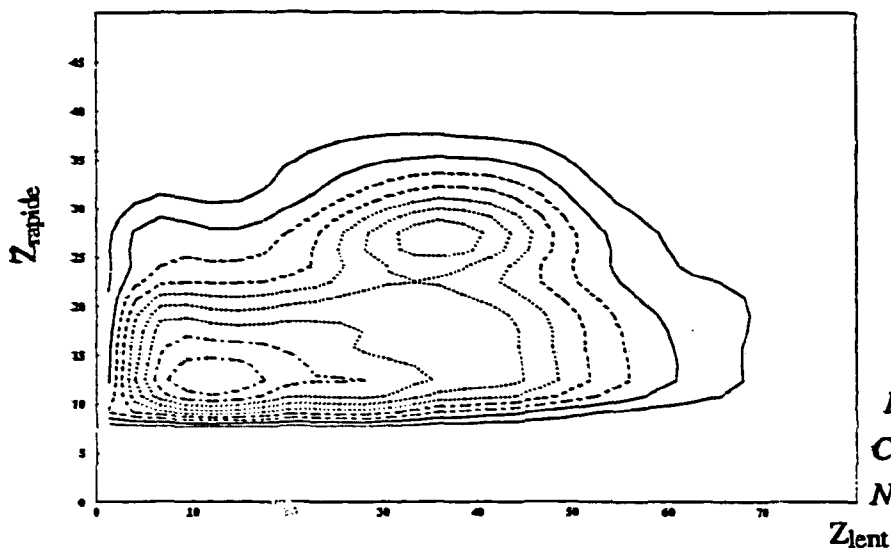


Fig II.8:
Carte Z_{rapide} - Z_{lent} pour
 $Nd \geq 2$

b Coïncidences sans quasi-projectile (Zone B)

Les coïncidences sans quasi-projectile (Zone B de la figure II.7) peuvent se décomposer entre deux types majeurs (fig II.9) ; le premier type de coïncidences est caractérisé par la présence de deux fragments de charge comparable autour de 40 (zone B1 sur la figure). Un nombre également important de coïncidences est obtenu par la détection d'un fragment dont la charge est inférieure à 25 (Zone B2).

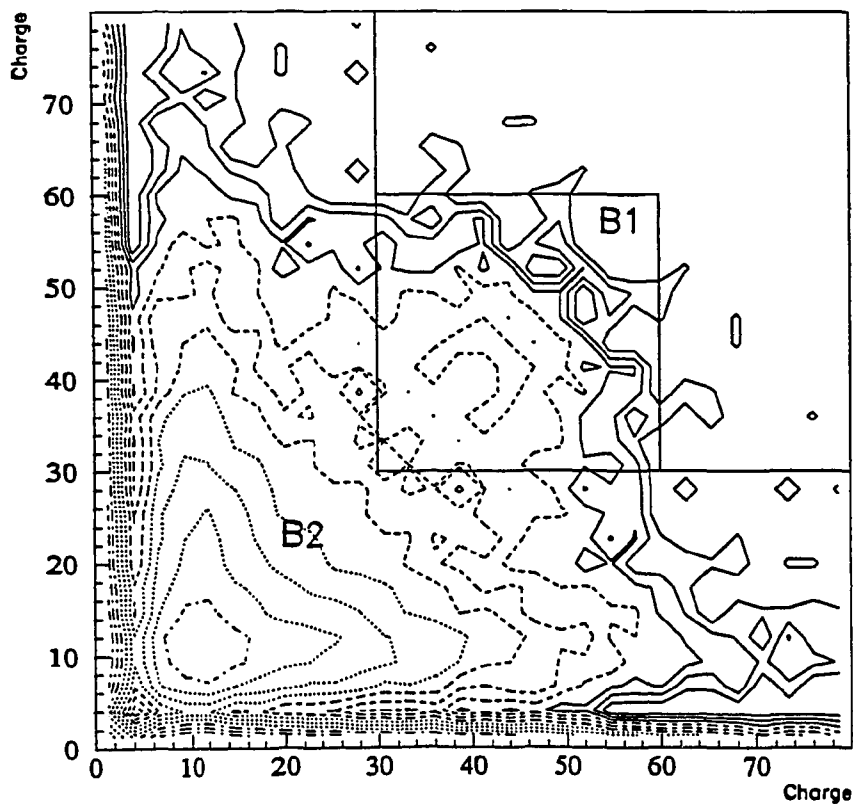


Fig II.9 : Corrélation entre les charges de deux fragments détectés pour le déclenchement $Nd \geq 2$.

Les corrélations vitesse-vitesse, les spectres de vitesses relatives (cf annexe 2) des deux fragments détectés ainsi que le spectre de multiplicité de particules légères associée sont présentés ci-dessous pour les zones B1 et B2. Nous voyons sur les cartes (v-v) que la zone B2 correspond à la majeure partie de la section efficace détectée.

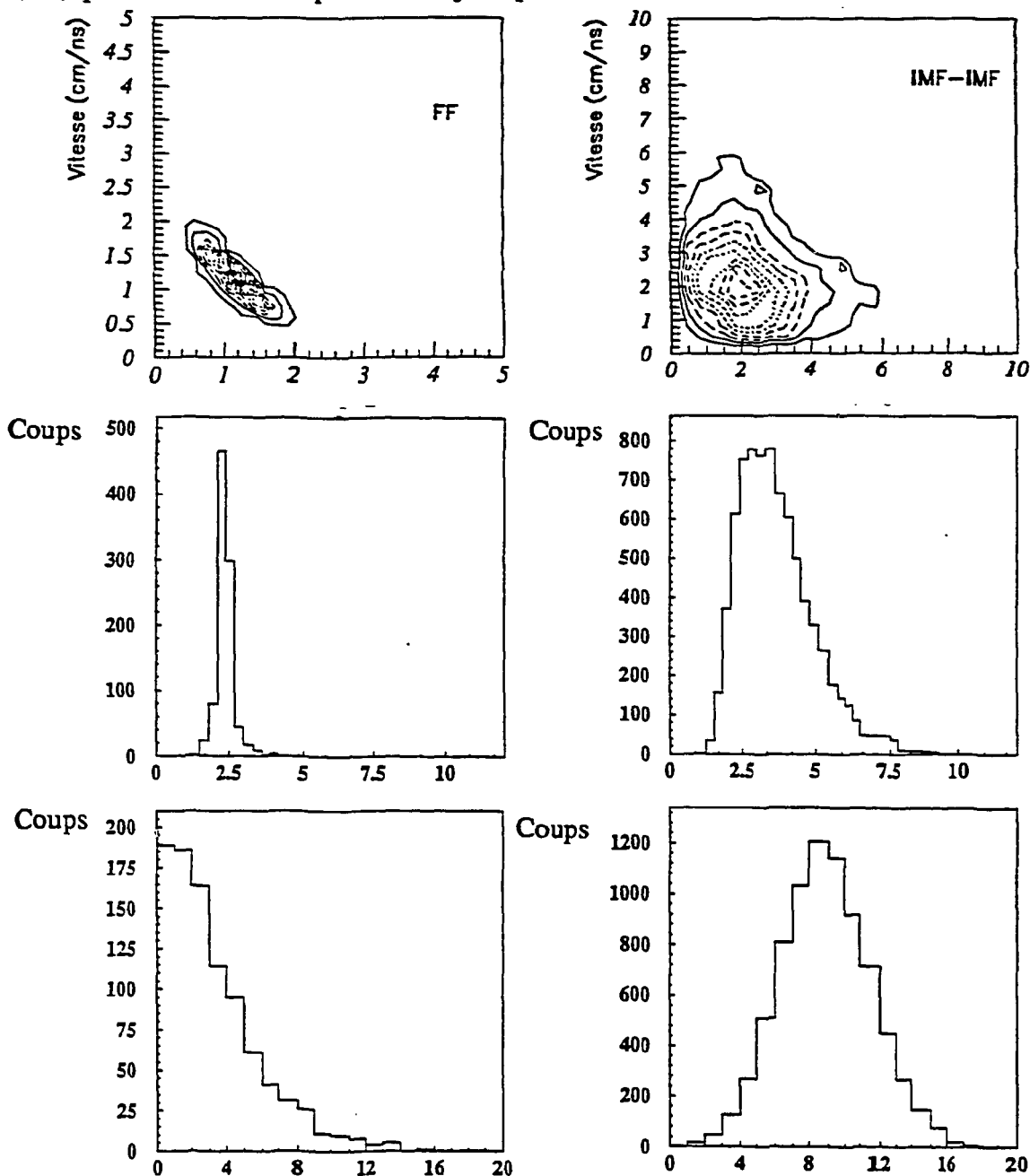


Fig 11.10: Corrélation Vitesse-Vitesse, spectres de vitesses relatives entre les deux fragments et multiplicité de particules légères associées pour les zones de la carte 11.9 dans le texte. (à gauche la zone B1 et à droite la zone B2)

On constate que la zone B1 correspond à deux fragments ayant des vitesses entre 0,5 et 2 cm/ns et le spectre de vitesse relative entre ces deux fragments présente un pic

important centré sur 2,4 cm/ns ce qui correspond à la vitesse relative entre les deux fragments de fission du noyau d'or (système de Viola, VIOL87). Les multiplicités de particules légères associées présentent une distribution centrée sur de faibles valeurs, indiquant que ces réactions sont à rapprocher des réactions avec quasi-projectile présentées dans le paragraphe précédent.

Les fragments de la zone B2 correspondent à des coïncidences entre deux IMF (dans la majeure partie des cas) ou entre un IMF et un fragment de fission. La distribution en vitesses relatives entre ces deux fragments est relativement large et présente une valeur la plus probable égale à 3,2 cm/ns. Les multiplicités de particules légères chargées détectées en coïncidence nous apprennent que l'on a ici affaire à des produits d'interactions plus dissipatives puisqu'on atteint une valeur moyenne plus élevée que dans le cas de la zone B1.

c Coïncidences entre fragments de fission du projectile (Zone C)

La troisième zone visible sur la carte II.6 est celle correspondant à deux fragments détectés avec des vitesses supérieures à 8 cm/ns (zone C). Les distributions de charges de ces deux fragments sont centrées sur $Z=15$ (fig II.11 a) et le spectre des vitesses relatives sur 2,3 cm/ns (fig II.11 b) comme le prédit la systématique de Viola pour le noyau de Krypton. On notera cependant que cette classe d'événements constitue une faible proportion des coïncidences (1% des cas $Nd \geq 2$), ce que l'on peut comparer avec l'expérience faite sur le même système à 43 A.MeV (GLAS89) où la proportion d'événements de ce type est beaucoup plus grande.

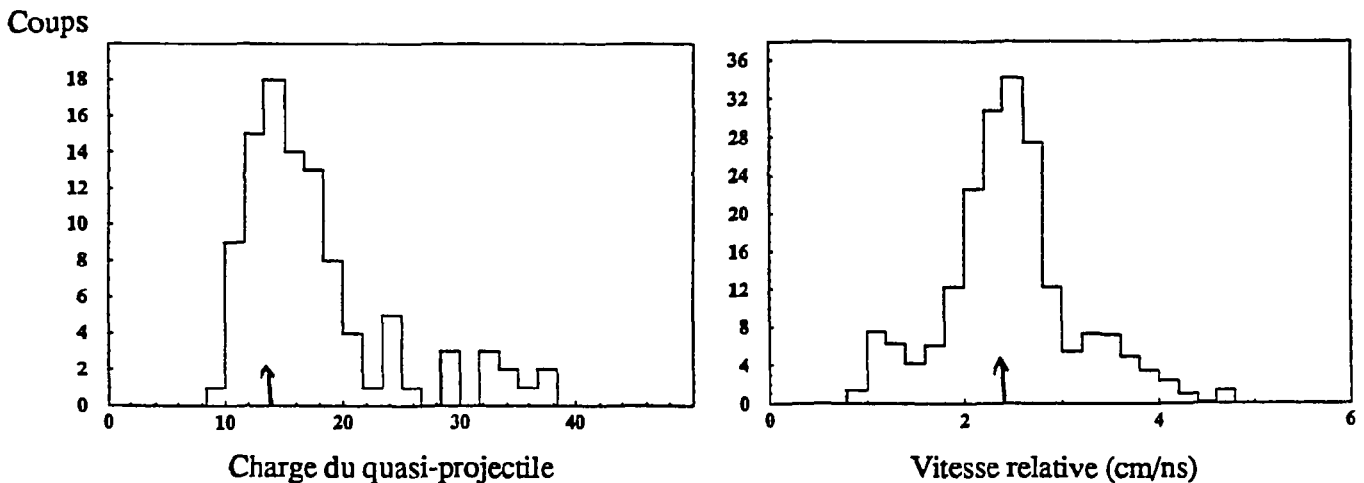


Fig II.11 a et b : Distribution de charge et vitesse relatives des fragments de fission du projectile (Zone C de la carte II.9).

d Conclusion sur les déclenchements $Nd \geq 2$

Nous avons vu dans les paragraphes précédents que l'on peut classer différents types de coïncidences pour le déclenchement $Nd \geq 2$. Le tableau II.12 ci-dessous résume les valeurs concernant les pourcentages de chaque type de coïncidence. On observe que les coïncidences IMF-IMF et FF-FF dominent le déclenchement et totalisent plus de 75% des coïncidences observées pour le déclenchement $Nd \geq 2$.

Coïncidences observées (%)	IMF ($Z < 25$)	FF de l'Or ($Z = 40$)	Fragment rapide ($V > 8$ cm/ns)
IMF ($Z < 25$)	36,6 Zone B2	8,1 Zone B2	11,7 (QP) Zone A
FF de l'Or ($Z = 40$)	8,1 Zone B2	32,2 Zone B1	10,9 (QP) Zone A
Fragment rapide ($V > 8$ cm/ns)	11,7 (QP) Zone A	10,9 (QP) Zone A	0,5 (FF du QP) Zone C

Tab II.12 : Répartition des différents types de coïncidences observées pour le déclenchement $Nd \geq 2$.

Si nous revenons aux différentes zones de la carte (V,Z) des simples (fig II.4). Nous constatons que les coïncidences entre les différentes zones sont toutes possibles. Toutefois, le tableau II.12 nous indique que les événements $Nd \geq 3$ (nombre de fragments détectés ≥ 3) seront dominés par des coïncidences quasi-projectile et fragments de fission de la quasi-cible (zone I et III) d'une part et des coïncidences entre IMF d'autre part (zone II).

4 Caractéristiques des réactions $Nd \geq 3$.

a Multiplicités observées

Les réactions $Nd \geq 3$ vont nous permettre d'étudier plus quantitativement et plus finement les collisions dans lesquelles il y a production multiple de fragments; pour ce type de déclenchement, les réactions les plus périphériques ne faisant intervenir que deux fragments dans la voie de sortie sont écartées des événements détectés.

Nous commencerons par regarder quelles sont les charges et impulsions parallèles totales détectées pour évaluer la qualité de détection de ce type d'événement. Le tableau II.13 donne les charges et impulsions parallèles totales (selon l'axe du faisceau) moyennes détectées sur ce type de déclenchement.

Nd	Z_{bound}	Z_{plc}	Z_{tot}	$P//_{Tot}$ (GeV/c)	$\langle M_{plc} \rangle$
3	60 ± 23	19 ± 9	86 ± 27 (73%)	$19,2 \pm 6,5$ (66%)	$8,4 \pm 3,1$
4	63 ± 15	21 ± 10	92 ± 20 (78%)	$19,3 \pm 6,4$ (67%)	$8,7 \pm 2,6$
5	71 ± 13	21 ± 10	97 ± 17 (83%)	$20,4 \pm 6,8$ (70%)	$8,7 \pm 2,5$
6	76 ± 11	22 ± 11	99 ± 16 (85%)	$20,1 \pm 6,8$ (69%)	$8,8 \pm 2,3$
Total	61 ± 26	20 ± 10	88 ± 28 (75%)	$19,3 \pm 7$ (67%)	$8,6 \pm 3,2$

Tab. II.13 : Charge totale et impulsion parallèle totales moyennes détectées. Sont également données les charges totales moyennes des fragments (Z_{bound}) et les charges totales moyennes des particules légères (Z_{plc}).

Les chiffres entre parenthèses sont les pourcentages par rapport à la charge et l'impulsion totales initiales dans la voie d'entrée ($Z_{tot} = 115$ et $P//_{Tot} = 29,2$ GeV/c). On récupère en moyenne 75% de la charge totale (la charge totale comprend les charges des fragments et des particules légères détectées en coïncidence) et plus des deux tiers de l'impulsion totale.

b Corrélations pour $Nd \geq 3$

La carte de corrélation Charge-Vitesse (comprenant 3 entrées par événement) fait apparaître une population de fragments dans laquelle l'existence de réactions périphériques avec rémanence de la voie d'entrée (projectile et quasi-projectile) ne sont plus le processus dominant (fig II.14). Ainsi, les coïncidences entre IMF dominent le déclenchement $Nd \geq 3$. Les zones observées précédemment dans les cartes Z-V (cf fig II.4 et Fig II.6) sont toujours présentes.

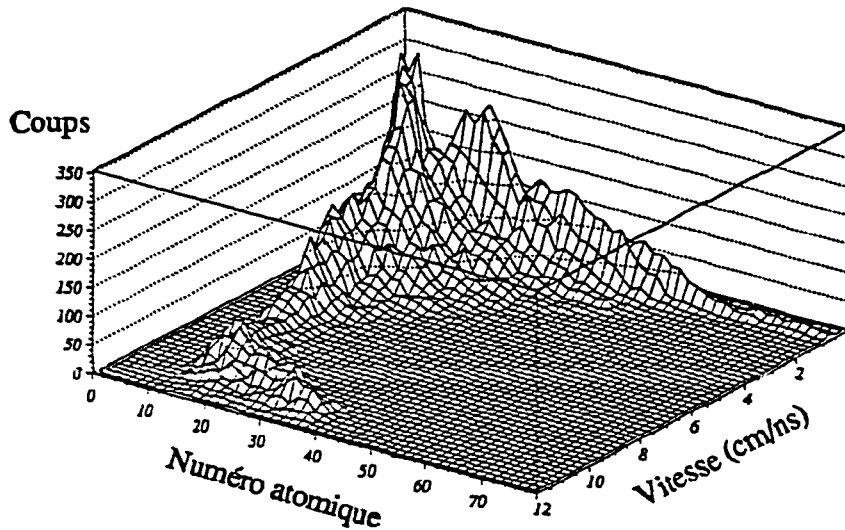


Fig II.14 : Corrélation Charge-Vitesse pour les événements $Nd \geq 3$.

III. Sélection des réactions suivant la violence de la collision.

1. Notion de centralité de la collision

Les réactions que nous désirons étudier par la suite sont les réactions les plus dissipatives, c'est-à-dire celles associées aux paramètres d'impact les plus petits. Ce type de réaction sera caractérisé par une perte de la mémoire de la voie d'entrée et donc par des caractéristiques cinématiques dans lesquelles le système a perdu l'axe privilégié de la direction du faisceau. Un critère de centralité devra donc implicitement ou explicitement intégrer ces caractéristiques pour pouvoir prétendre sélectionner de telles collisions.

Nous avons vu dans le paragraphe précédent que seuls les déclenchements $Nd \geq 3$ pouvaient prétendre détecter de tels événements de manière suffisante pour une analyse quantitative, aussi par la suite nous ne nous occuperons plus que de ce type de déclenchement qui constitue le seuil *minimal* dans le cadre de cette étude pour pouvoir entreprendre une analyse des collisions centrales.

2. Sélection en particules légères chargées.

Des travaux ont montré, notamment à plus haute énergie de bombardement, qu'un critère de sélection des collisions centrales est la multiplicité de neutrons ou de particules légères chargées observées (BRES92, PHAI92). Plus précisément, cette multiplicité est utilisée comme sélection grossière du paramètre d'impact et donc de la violence de la collision; l'idée est ici de reprendre l'esprit de cette méthode en utilisant les particules légères chargées détectées dans le MUR et le TONNEAU.

La figure II.15 donne le spectre d'énergie cinétique dans le laboratoire des protons détectés entre 3 et 90 degrés (MUR + TONNEAU). Il apparaît que la forme des distributions est différente entre les angles avant ($\theta \leq 30^\circ$) et arrières. Ce comportement peut s'expliquer par la présence d'une composante à haute énergie (> 50 MeV/u), résultant d'un phénomène *hors équilibre* (particules de *pré-équilibre*, PETE90) correspondant à des interactions nucléon-nucléon entre la cible et le projectile. La présence d'une telle composante peut également être liée à l'émission par le quasi-projectile de particules légères chargées dans le cas de réactions périphériques et ainsi correspondre à un partage plus ou moins grand de l'énergie dissipée lors de l'interaction entre la quasi-cible et le quasi-projectile (RUDO93).

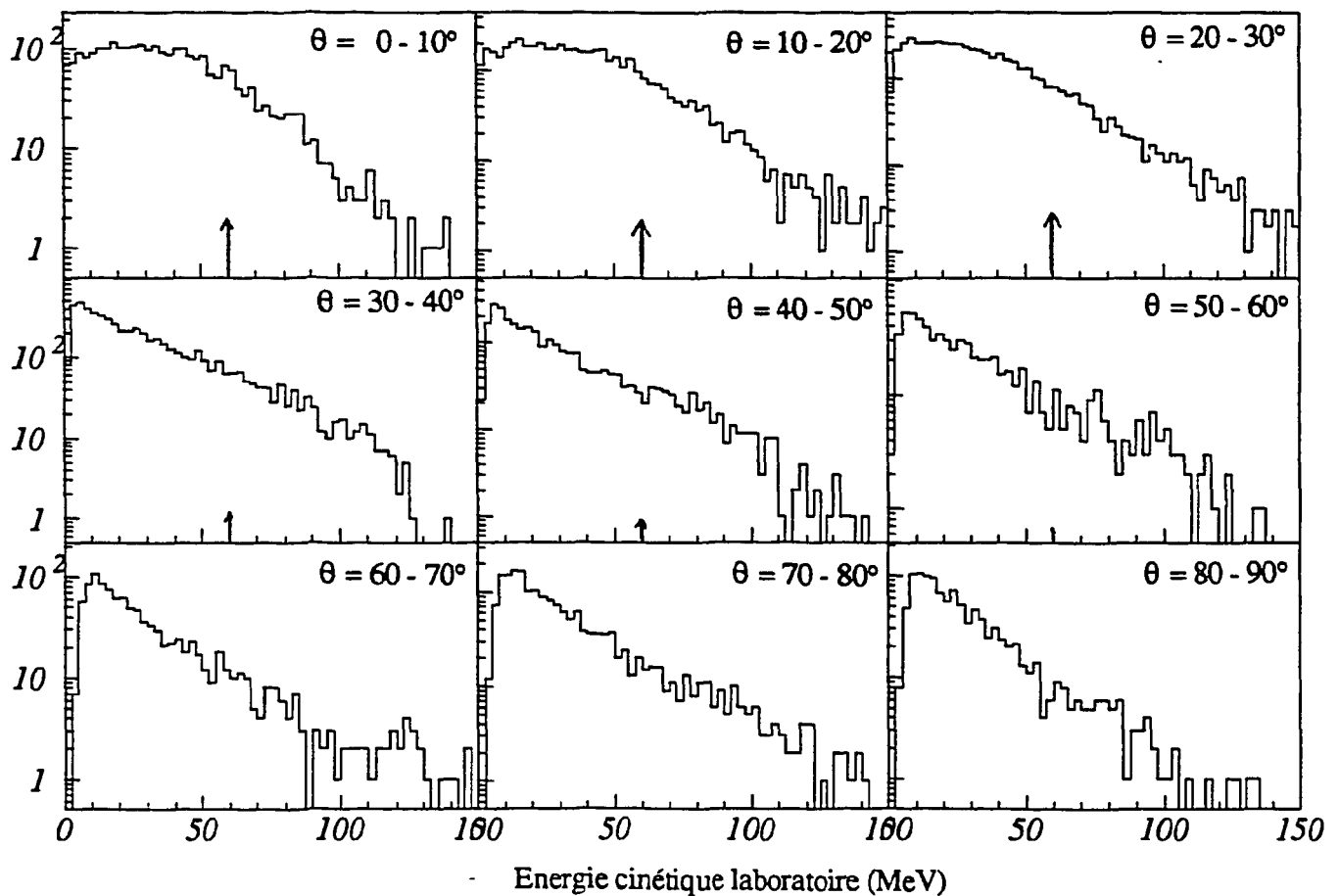


Fig II.15 : Spectres d'énergie cinétique dans le laboratoire des protons pour différents angles de détection.

Pour mettre au point une sélection qui soit le plus possible reliée à la violence de la collision, il convient donc de ne prendre en compte que les particules légères détectées au-delà de 30 degrés, c'est-à-dire dans le TONNEAU afin de s'affranchir au maximum de cette composante haute énergie et de pouvoir disposer d'une multiplicité de particules légères chargées correspondant vraiment à une émission résultant d'un phénomène d'évaporation *significatif* de l'énergie d'excitation déposée dans le système (METI92).

La figure II.16 montre la distribution en multiplicité de particules légères chargées détectées dans le TONNEAU uniquement et associées aux déclenchements $N_d \geq 3$. Celle-ci a été arbitrairement découpée en quatre parties ($M_{plc} \leq 2$, $2 < M_{plc} \leq 4$, $4 < M_{plc} \leq 6$ et $M_{plc} > 6$) correspondant à une sélection grossière en paramètre d'impact.

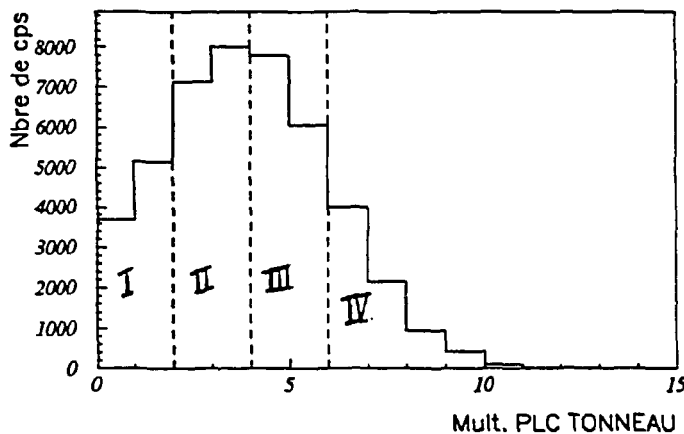


Fig II.16 : Multiplicité de PLC dans le TONNEAU ($\theta > 30^\circ$).

Le résultat de cette sélection est visible sur les cartes Charge-Vitesse données par les figures II.17 a, b, c et d. Les cartes Charge-Vitesse montrent que les faibles multiplicités de particules légères chargées sont associées aux réactions avec détection d'un quasi-projectile et que les multiplicités les plus élevées aux réactions dans lesquelles toute trace du quasi-projectile a disparu (fig II.17 d).

Cependant, on s'aperçoit que les multiplicités intermédiaires conduisent encore à des réactions peu violentes dans lesquelles on note encore la présence de fragments présentant les caractéristiques de quasi-projectiles (Fig II.17 b) et ne permettent pas de distinguer une frontière nette entre les deux classes 'collision périphérique' et 'collision centrale'.

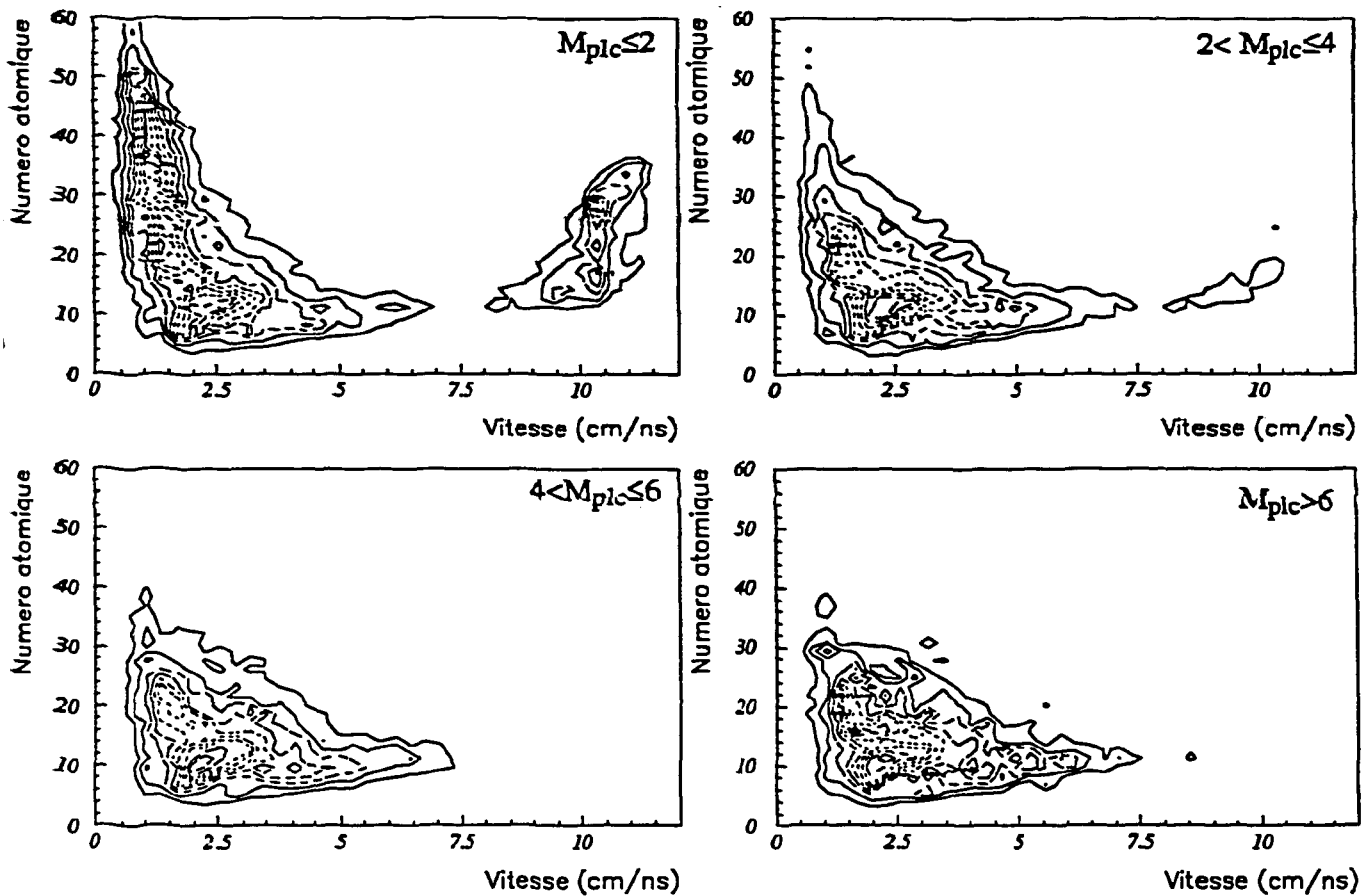


Fig II.17 a, b, c et d : Corrélation Charge-Vitesse des fragments pour différentes coupures en multiplicité de particules légères chargées dans le TONNEAU.

En résumé, on peut affirmer que la multiplicité de particules légères chargées ne permet pas de sélectionner de manière efficace les réactions suivant la violence de la collision et ce parce que certaines réactions encore considérées comme peu violentes peuvent conduire à des multiplicités de particules légères relativement élevées. D'autre part, la dynamique de la distribution en multiplicité de particules légères chargées dans le TONNEAU n'est pas assez étendue pour permettre une sélection fine en classes de réactions.

3. Sélection avec la variable Y

a Définition.

Contrairement à la méthode précédente, nous allons utiliser les caractéristiques non plus des particules légères, dont la multiplicité reflète trop peu sensiblement la violence de la collision, mais les caractéristiques cinématiques des fragments; en effet,

pour sélectionner les collisions périphériques (et donc les centrales), on peut utiliser le fait que ce type de collision est toujours associé à un fragment rapide ($V > 8$ cm/ns) émis à faible angle dans le laboratoire comme nous l'avons vu dans le paragraphe II.2.c. On construit alors une variable événement par événement intégrant ces deux propriétés, et qui mesure la dispersion maximale des vitesses relatives entre fragments. Cette variable est appelée Y (BOUG89) et est définie comme la *dispersion maximale* entre les vitesses relatives des fragments dans l'événement (cf annexe 2).

b Corrélations observées.

Si l'on dresse la carte Y en fonction des vitesses relatives entre fragments (il y a $N_d(N_d-1)/2$ entrées pour une multiplicité de fragments N_d donnée), on obtient la figure II.18 ci-dessous.

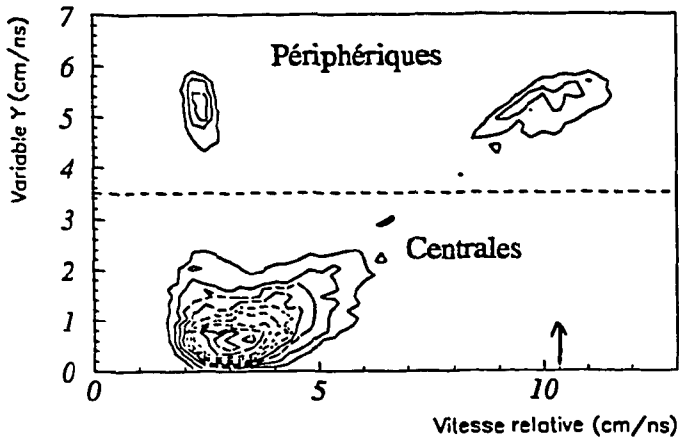


Fig II.18 : Carte $Y-V_{rel}$ pour les réactions $N_d \geq 3$.

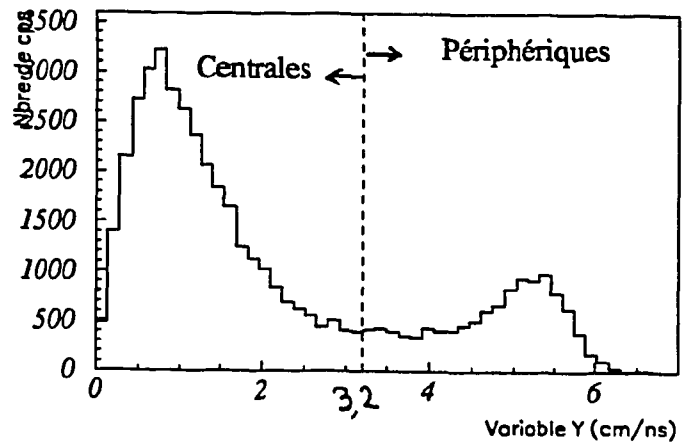


Fig II.19 : Spectre en Y pour $N_d \geq 3$.

Cette carte permet de différencier deux zones en Y ; la première correspond à $Y > 3,2$ cm/ns et regroupe des événements à forte dispersion en vitesse relative (il y a au

moins un fragment très rapide dans l'événement). Ces événements sont caractérisés par des vitesses relatives séparées en deux groupes (vitesses relatives centrées autour de 2,4 cm/ns correspondant à la vitesse relative entre deux fragments de fission de la cible d'Or et vitesses relatives centrées autour de 10 cm/ns correspondant à la vitesse relative entre un quasi-projectile et un fragment de fission). Cette zone correspond bien, ainsi que le montre la figure II.20 b, à des collisions périphériques. La deuxième zone ($Y < 3,2$ cm/ns) correspond à des événements à faible dispersion en vitesses relatives (vitesses relatives autour de 3 cm/ns) et comme le montre la figure II.20 a est bien associée à des événements ayant perdu les caractéristiques de la voie d'entrée.

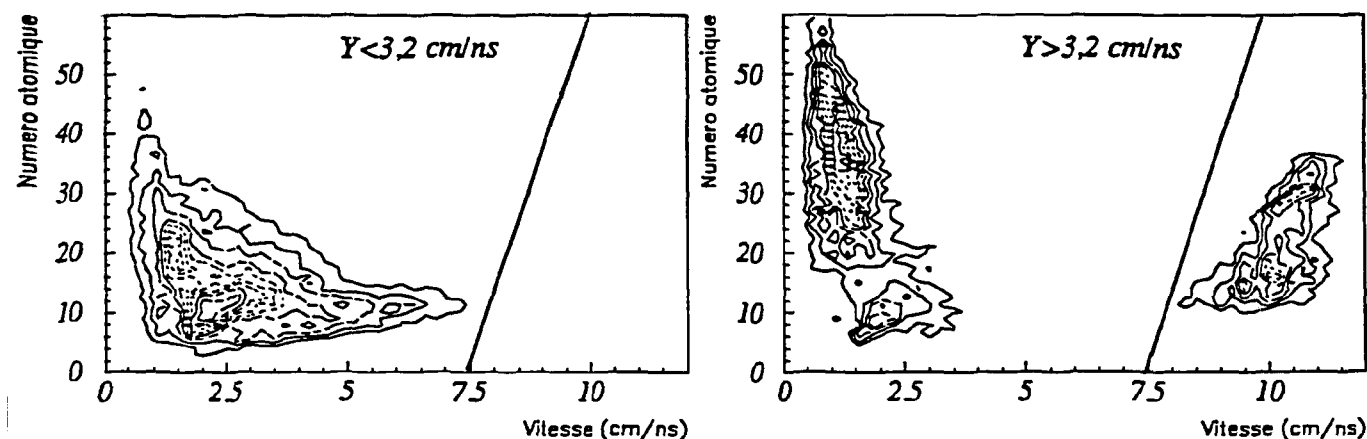


Fig II.20 a et b : Carte Charge-Vitesse pour $Y < 3,2$ cm/ns et $Y > 3,2$ cm/ns.

Afin d'illustrer l'incapacité, pour les particules légères chargées, de sélectionner les classes d'événements associés aux collisions centrales, la figure II.21 donne la variable Y en fonction de la multiplicité de particules légères chargées détectées dans le TONNEAU ($\theta > 30^\circ$). Nous vérifions bien que les multiplicité de particules légères les plus faibles ($M_{Pic\ TONNEAU} \leq 3$) sont associées aux réactions périphériques. Cependant, les réactions centrales caractérisées par une petite valeur de Y ($Y < 3$ cm/ns) conduisent à une distribution de multiplicité de particules légères détectées dans le TONNEAU qui s'étend de 1 à 8, ce qui crée un mélange entre les deux classes de réactions; ceci est dû au caractère statistique de la production de particules légères qui s'ordonne selon une loi de Poisson.

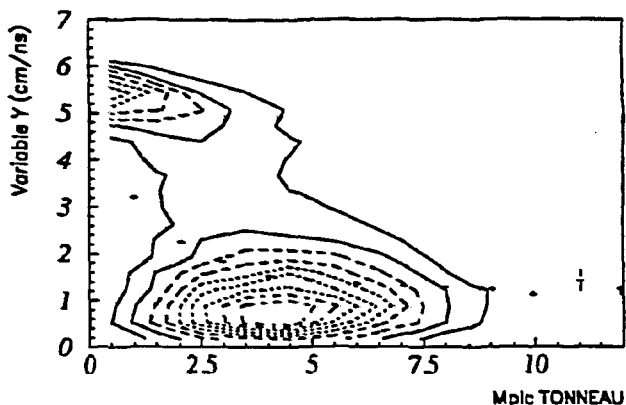


Fig II.21 : Carte Y - M_{plc}.

Nous avons donc constaté que la sélection en Y permettait, au vu de la carte de corrélation de la figure II.20 a, d'éliminer les événements comprenant un fragment rapide vers l'avant. Il s'avère néanmoins nécessaire de regarder plus finement les caractéristiques des événements à petits Y ($Y < 3,2$ cm/ns) afin de voir s'ils remplissent les conditions énoncés plus haut (critère de centralité). Nous allons donc nous placer dans le centre de masse des fragments détectés (cf annexe 2) et regarder si les événements sont caractérisés par l'inexistence de direction privilégiée.

La distribution angulaire des fragments dans le centre de masse détecté est présentée sur la figure II.22.

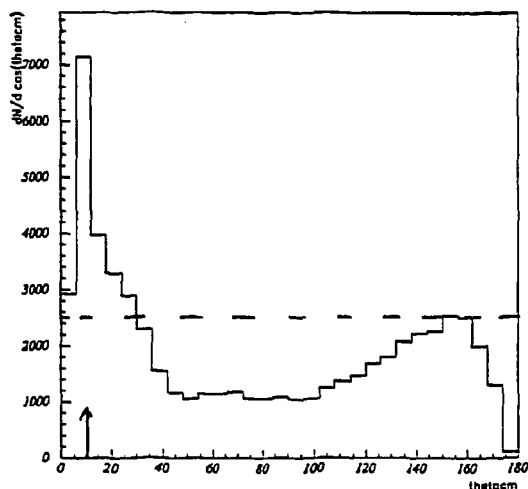


Fig II.22 : Distribution angulaire pondérée des fragments dans le centre de masse détecté pour les événements à petits Y.

Cette distribution n'est pas isotrope, ce qui indique que la sélection en Y n'a pas écarté totalement les événements qui ont conservés la mémoire de la voie d'entrée. Nous allons donc présenter une autre méthode de sélection des collisions centrales.

4. Sélection avec coupure géométrique.

Nous avons essayé, jusqu'à présent, de sélectionner les collisions centrales par les caractéristiques cinématiques globales des fragments ou par les multiplicités de PLC associées. Une méthode plus simple et plus facilement compréhensible peut être d'utiliser la direction privilégiée donnée par le faisceau; la figure II.23 donne la représentation dans l'espace des vitesses des fragments détectés pour $N_d \geq 3$ (en fait il s'agit uniquement du fragment le plus rapide de l'événement). On observe grosso modo deux régions dans cet espace; une première région est associée aux fragments rapides dont la vitesse le long de l'axe du faisceau est approximativement supérieure à 8 cm/ns, alors que la deuxième est associée à des fragments plus lents dont la vitesse est centrée sur 2 cm/ns environ (cf fig II.23 et 24) . Il paraît donc naturel d'essayer de différencier ces deux régions à l'aide d'une coupure sur l'angle d'émission des fragments les plus rapides.

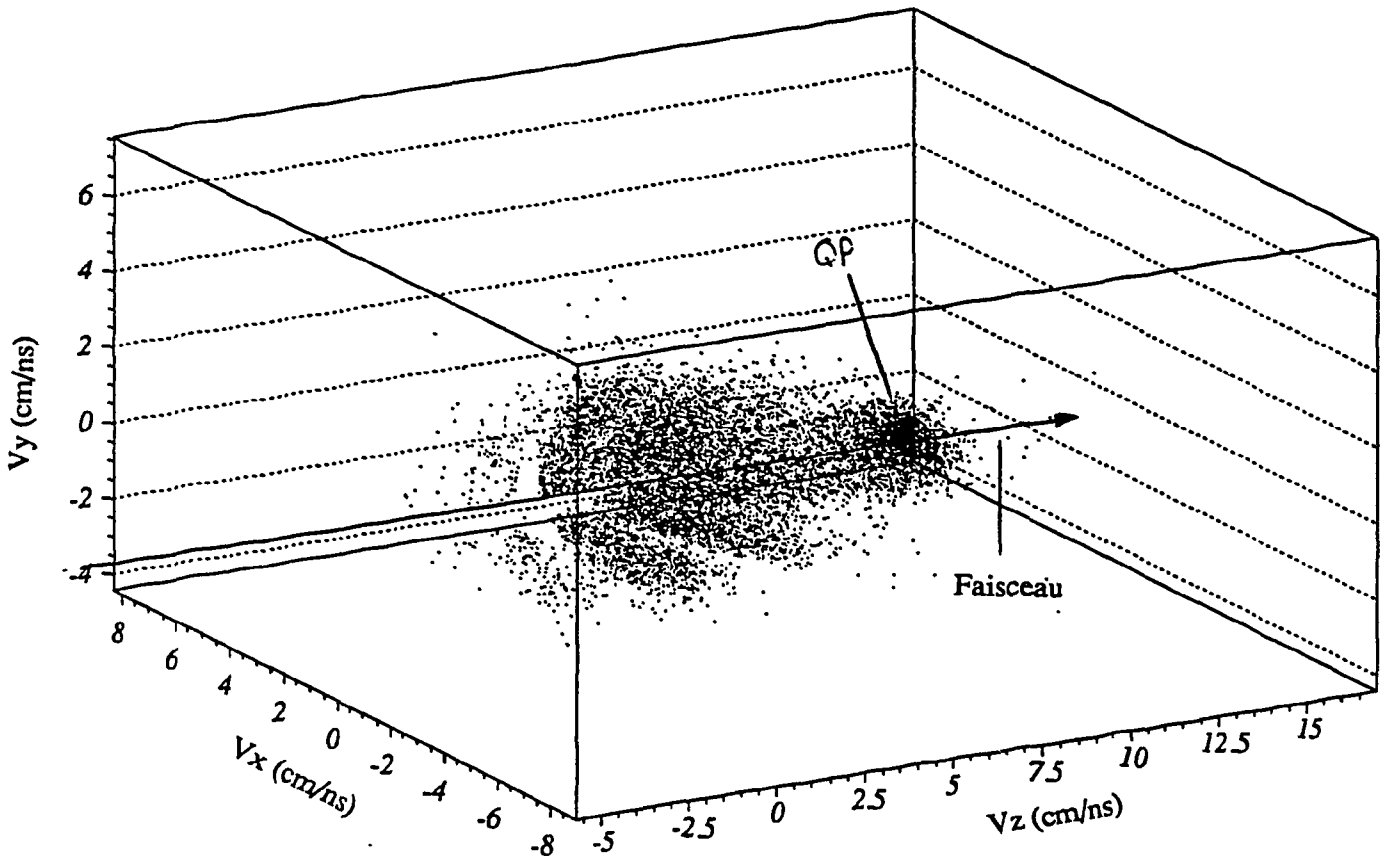


Fig II.23 : carte tridimensionnelle de la répartition des fragments dans l'espace des vitesses pour $N_d \geq 3$ (fragments les plus rapides événement par événement).

La figure II.24 permet d'appréhender de manière plus facile la coupure choisie dans l'espace des vitesses (traits pointillés) car elle présente la composante perpendiculaire (plan xOy) en fonction de la composante longitudinale de la vitesse du fragment le plus rapide de l'événement :

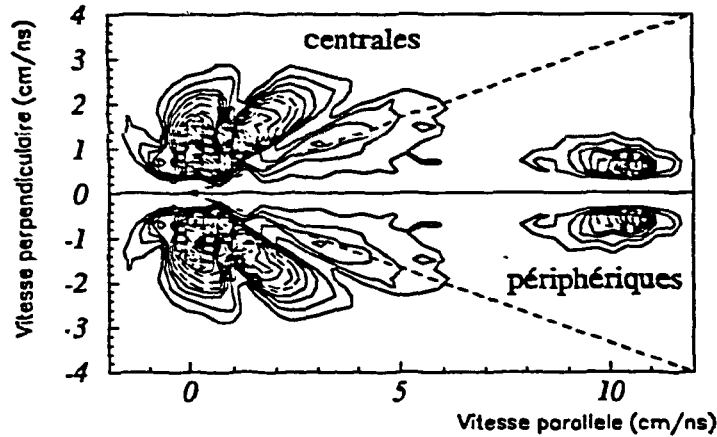


Fig II.24 : Carte $V_{\perp} - V_{\parallel}$ du fragment le plus rapide pour $Nd \geq 3$.

Ainsi, on considérera comme périphérique une réaction dans laquelle on détecte *au moins* un fragment dans un cône vers l'avant. A contrario, une réaction sera considérée comme centrale si *aucun* fragment n'est émis dans ce même cône. Cette méthode permet d'éliminer non seulement les événements associés à un quasi-projectile comme on peut le voir sur la figure II.24 mais également un lot de réactions qui correspondent encore à la persistance de la mémoire de la voie d'entrée et caractérisée par l'émission d'un fragment rapide vers l'avant.

Le choix de l'angle de coupure adopté va dépendre évidemment du type de réaction que l'on veut sélectionner; ici, nous nous intéressons aux collisions fortement dissipatives dans lesquelles le système a perdu les caractéristiques de la voie d'entrée. Le critère de sélection correspondra à ce que les événements soient *équilibrés* dans le centre de masse des fragments détectés, c'est-à-dire qu'on obtienne entre autres une superposition entre la composante perpendiculaire et parallèle de l'impulsion des fragments dans le repère du centre de masse détecté.

Choix de l'angle de coupure θ_c

La figure II.25 présente les distributions angulaires des fragment dans le centre de masse détecté (à gauche) ainsi que les distributions des vitesses perpendiculaire et parallèle des fragments dans le centre de masse détecté en fonction de l'angle de coupure adopté (entre 0, pas de coupure et 20 degrés dans le laboratoire).

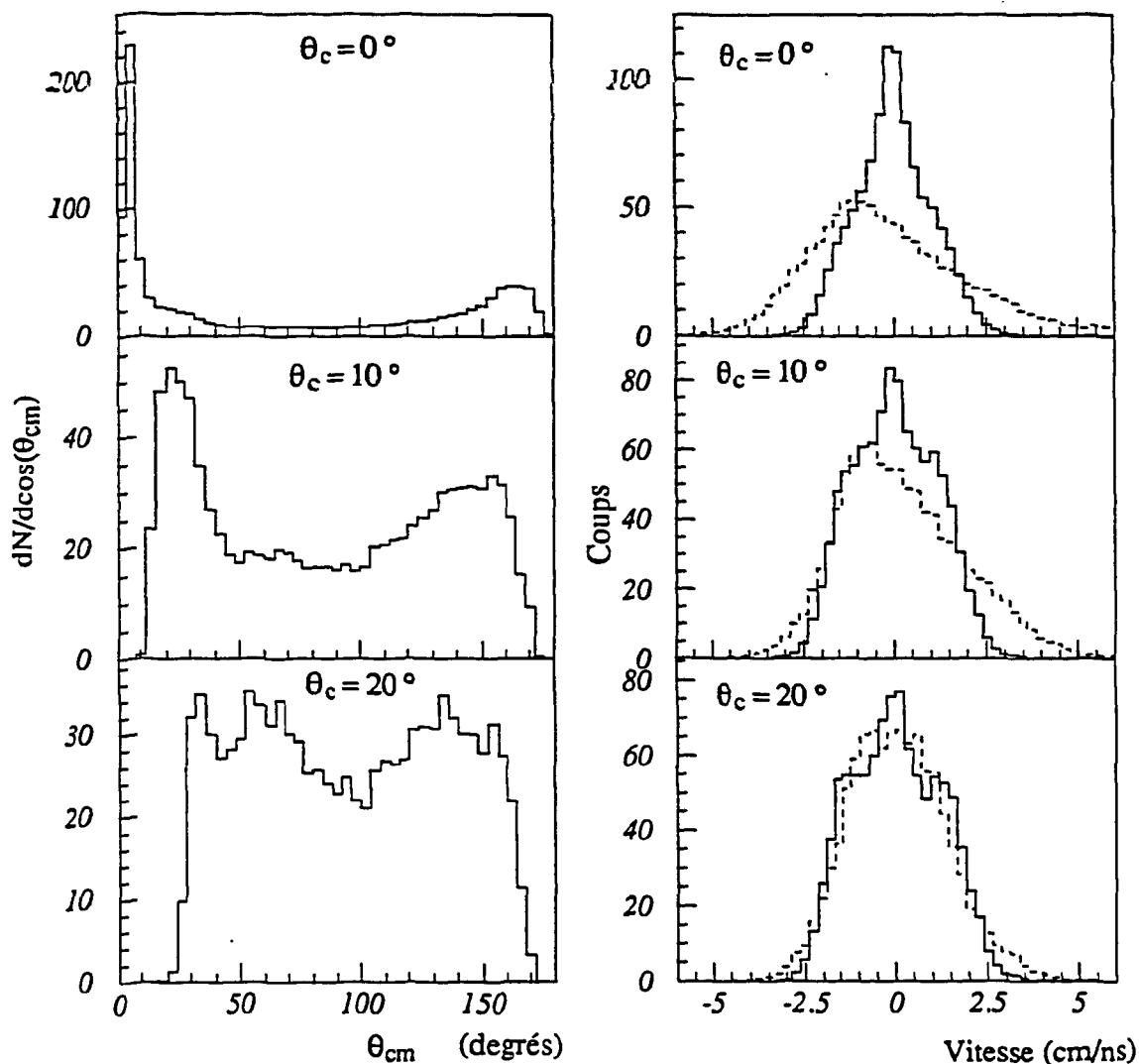
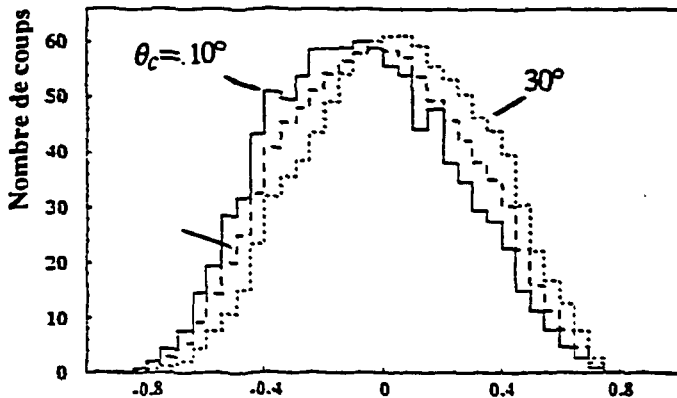


Fig II.25 : Distributions angulaires pondérées.(à gauche) ainsi que les distributions des composantes parallèle (traits pleins) et perpendiculaire de l'impulsion des fragment dans le centre de masse détecté en fonction de l'angle de coupure θ_c .

Les différents courbes de la figures II.25 montrent que les collisions périphériques (θ_{cm} localisés à faibles angles) ne sont éliminés que pour des angles de coupure supérieurs à 15° . La valeur minimale nécessaire pour rétablir une symétrie

avant/arrière caractéristique d'une source équilibrée est de l'ordre de 20° . Les distributions en vitesses et en impulsions ne prennent une forme caractéristique d'une émission équilibrée (comportement gaussien superposable) que pour des angles de coupures autour de 20° .

Cette valeur se retrouve sur l'asymétrie de charge avant/arrière dans le CM (fig II.26) où l'on observe que les valeurs d'angles de coupure inférieures à 20° ne permettent pas de trouver une valeur moyenne nulle. Les angles de coupure supérieur à 20° montrent que l'on défavorise trop l'avant de l'arrière; la valeur $\theta_c = 20^\circ$ semble donc le meilleur compromis possible.



Angle θ_c	$\langle A \rangle$	σ_A
10°	-0,15	0,32
20°	-0,03	0,38
30°	0,08	0,38

Fig II.26 : Asymétrie de charge avant/arrière dans le CM détecté pour $\theta_c = 10, 20$ et 30° .

Asymétrie de charge avant/arrière CdM

Le résultat de cette sélection est visible sur les cartes Charge-vitesse (fig II.27 a et b); à priori, on élimine de manière correcte les événements associés aux grands paramètres d'impact. L'angle de coupure ici choisi à 20° permet de réaliser le meilleur compromis entre élimination des collisions périphériques et sélection des collisions centrales.

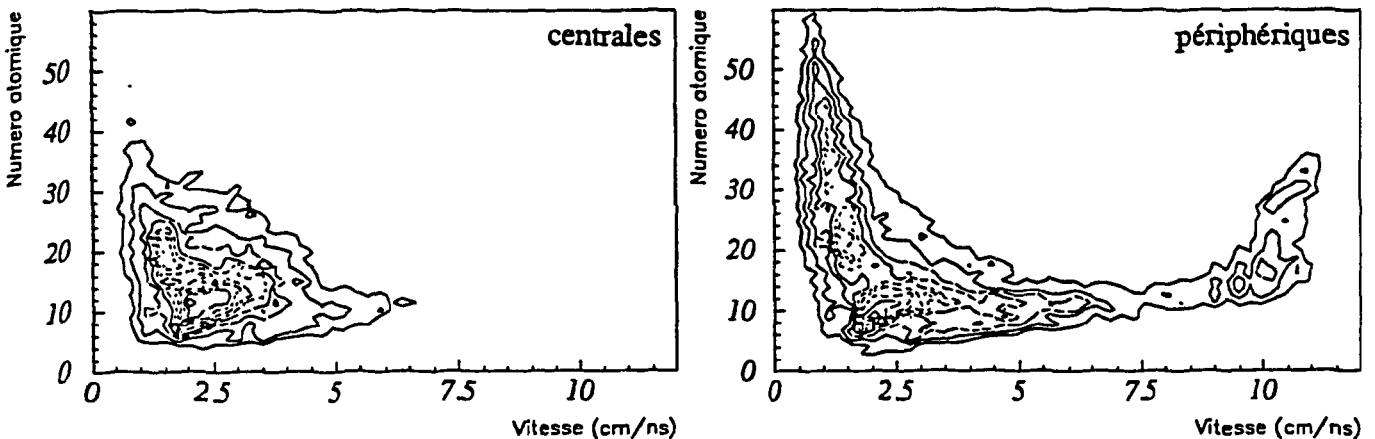


Fig II.27 a et b : Cartes Charge-Vitesse avec et sans coupure pour déclenchement $Nd \geq 3$.

Les multiplicités de particules légères chargées obtenues avec et sans cette coupure sont données par la figures II.28 et présentent les caractéristiques attendues, à savoir la disparition des événements associés aux plus faibles multiplicités.

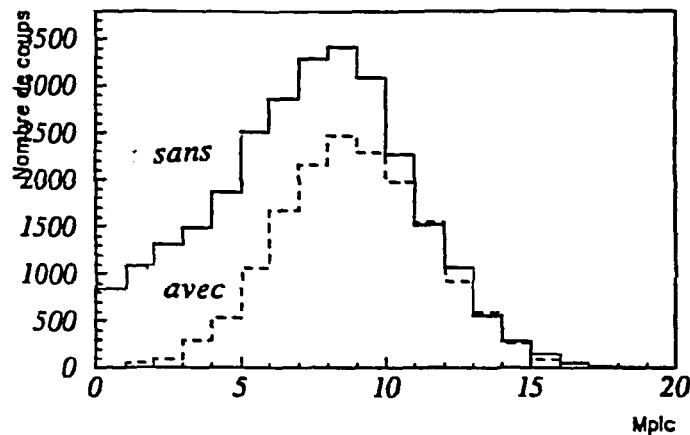


Fig II.28 : M_{Plc} avec et sans coupure pour $N_d \geq 3$.

5. Comparaison entre les différentes méthodes de sélection.

Nous avons vu dans le paragraphe précédent que deux méthodes de sélection permettaient de bien sélectionner les réactions que l'on désire étudier par la suite. Cette liste est volontairement limitée à deux et ne se veut pas du tout exhaustive; il n'est pas, en effet, dans le cadre de ce travail de vouloir dénombrer toutes les méthodes de sélection et de les comparer. Nous avons choisi ici deux approches différentes du critère de centralité et nous allons dans ce paragraphe dégager leurs différences à l'aide d'une analyse un peu plus approfondie. Les résultats seront présentés et comparés avec une sélection des collisions par la multiplicité de particules légères chargées (nous prendrons $M_{Plc} > 8$ pour être sûr de bien sélectionner les événements centraux).

a Taux de sélection.

Il est tout d'abord important de voir quelles sont les proportions d'événements de chacune des classes (périphérique et centrale) que chaque méthode sélectionne. Le tableau II.29 donne ces proportions pour l'ensemble des déclenchements $N_d \geq 3$:

Méthode utilisée	Centrales (%)	Périphériques (%)
$M_{PIC(TONNEAU)} > 8$	20	80
Y	71	29
Cône 20°	49	51

Tab II.29 : Proportions des différentes classes suivant la méthode utilisée.

Pour la multiplicité de particules légères dans le TONNEAU, le critère ' $M_{PIC(TONNEAU)} > 8$ ' a été retenu pour sélectionner les collisions centrales. Il est relativement strict et élimine une grande proportion de collisions centrales par rapport aux deux autres méthodes comme le montre le tableau. Cependant, il est sûr qu'avec cette sélection, on sélectionne bien les collisions centrales. Les taux de sélection donnés par les deux autres méthodes sont différents car la coupure géométrique est plus sévère ; les dispersions en vitesses relatives des événements centraux sélectionnés avec cette méthode ne dépassent pas 3 cm/ns et sont donc compatibles avec une sélection à l'aide de la variable Y. Il est intéressant de voir les caractéristiques générales des événements éliminés *en plus* par la coupure géométrique (de l'ordre de 20% du déclenchement).

b Caractéristiques des événements éliminés par la coupure géométrique, émergence d'une classe de réactions intermédiaire.

La figure II.30 montre la corrélation entre le plus petit angle de l'événement θ_{inf} et la variable Y calculée. La coupure géométrique à 20° (visible en traits pointillés sur la carte II.30) a pour effet de supprimer non seulement les grandes valeurs de Y comme le ferait la coupure en Y, mais également des événements à *petits* Y. Ces événements supprimés correspondent en partie à des collisions véritablement centrales mais également à des collisions dans lesquelles on note encore la présence d'un fragment rapide vers l'avant; la vitesse relative entre ce fragment et les autres n'est pas assez importante pour considérer l'événement périphérique avec la coupure en Y mais est tout de même associée à une réaction périphérique dans laquelle il y a relaxation plus ou moins importante en vitesse du quasi-projectile. Ces événements seront regroupés sous le terme générique d'événements semi-périphériques (ou semi-centraux).

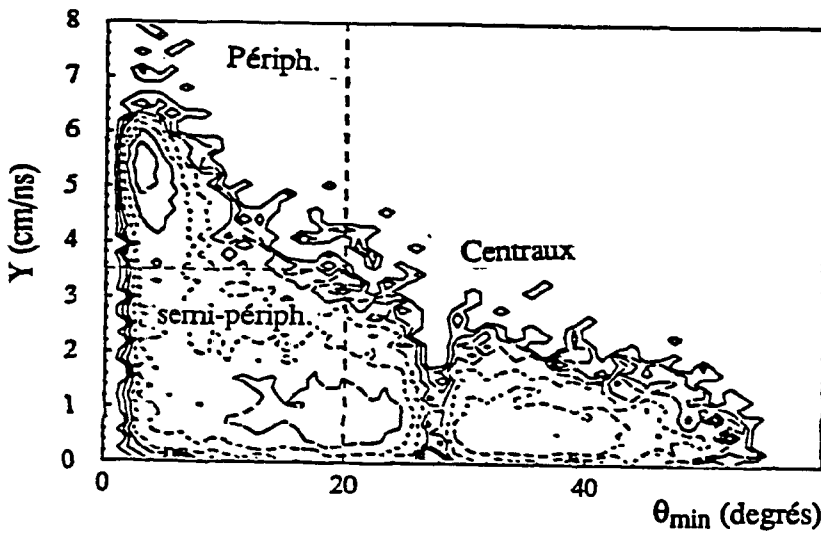


Fig II.30 : Corrélation entre le plus petit angle d'émission de fragments dans l'événement et la variable Y. La ligne en pointillés indique l'emplacement de la coupure à 20°.

Le tableau II.31 ci-dessous présente les caractéristiques des distributions en multiplicités de particules légères, vitesse de recul associées aux événements semi-périphériques, comparés aux événements purement centraux (coupure géométrique à 20°) et périphériques ($Y > 4$ cm/ns). Ce type de sélection permet de comparer les événements qualifiés de semi-périphériques à des événements typiquement centraux par la coupure géométrique, et périphériques par la sélection des grandes valeurs de Y.

Les événements semi-périphériques se rapprochent des événements centraux au niveau des multiplicités de particules légères observées; ils correspondent donc à des réactions relativement violentes. Cependant, on s'aperçoit que la valeur moyenne ainsi que l'écart-type sont légèrement plus faibles qu'en collisions centrales comme le montre le tableau II.31.

Evts	Centraux	semi-périph.	Périph.
$\langle M_{plc} \rangle (\sigma)$	8,9 (2,6)	8,7 (2,6)	4,0 (3,0)
$\langle V_{zrec} \rangle (\sigma)$	1,6 (0,7)	2,2 (1,1)	3,0 (0,9)

Tab. II.31 : Valeur moyenne et écart-types des distributions en multiplicités de particules légères chargées et composante parallèle de la vitesse de recul pour les trois classes d'événements définies dans le texte.

On observe également une augmentation de la vitesse de recul entre collisions centrales et périphériques; les collisions semi-périphériques se situant logiquement entre les deux. On observe ainsi une dissipation de moins en moins importante de l'énergie en fonction de la classe d'événements considérés (évolution entre centrales et périphériques).

Dans le cas des réactions semi-périphériques, il y a émission d'un fragment rapide vers l'avant dont les caractéristiques en vitesse se rapprochent de celui d'un quasi-projectile relaxé comme le montre la figure II.32 a (traits pleins) où l'on note la présence d'un fragment de vitesse intermédiaire entre un quasi-projectile ($V < 10$ cm/ns) et un fragment issu d'une collision plus dissipative et dont la vitesse n'excède pas 7 cm/ns.

La figure II.32 b présente la distribution en charge du fragment émis au plus petit angle provenant des trois types de réactions; pour les réactions centrales (traits pointillés longs), celui-ci présente des caractéristiques proches de la distribution intégrée des fragments de ce type de collisions (car il n'y a pas de prédominance d'un fragment particulier plus rapide) alors que pour les réactions semi-périphériques on assiste à la présence d'un fragment dont les caractéristiques sont plus précises, à savoir une charge moyenne de l'ordre de 12 (comparé à 15 en collisions centrales).

Pour les réactions périphériques (traits pointillés courts), le spectre de charge du fragment émis le plus à l'avant présente une forme faisant apparaître deux composante; l'une est associée à des quasi-projectiles proches de la charge du faisceau ($Z \approx 30$) et provenant de réactions peu violentes, alors que la seconde composante est majoritairement associée à des quasi-projectiles plus relaxés en énergie.

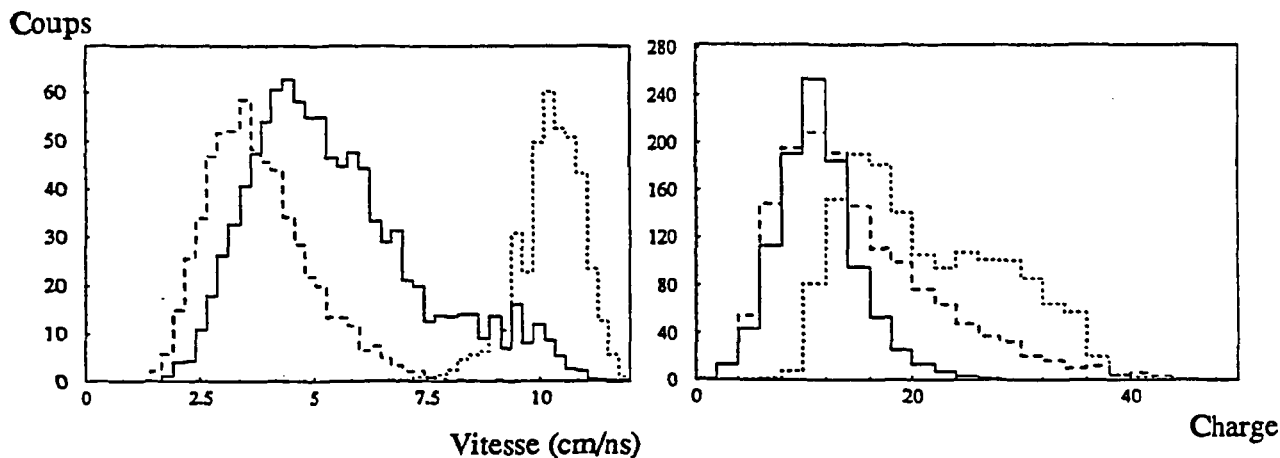


Fig II.32 a et b : Distributions de vitesse et de charge du fragment émis au plus petit angle dans le laboratoire pour les trois types de réactions définies dans le texte. (semi-périphériques en traits pleins, centrales en tirets et périphériques en pointillés courts).

Pour finir, la figure II.33 montre le spectre des composantes parallèles des vitesses dans le centre de masse de la réaction des fragments pour les trois classes de réactions; les collisions centrales (traits pointillés longs) sont caractérisées par une distribution symétrique en vitesse parallèle centrée sur 0 alors que les réactions semi-périphériques montrent l'existence de fragments émis vers l'avant avec des vitesses

centre de masse supérieures à 3 cm/ns et caractéristiques des fragments observés sur les distributions des figures II.32 a et b.

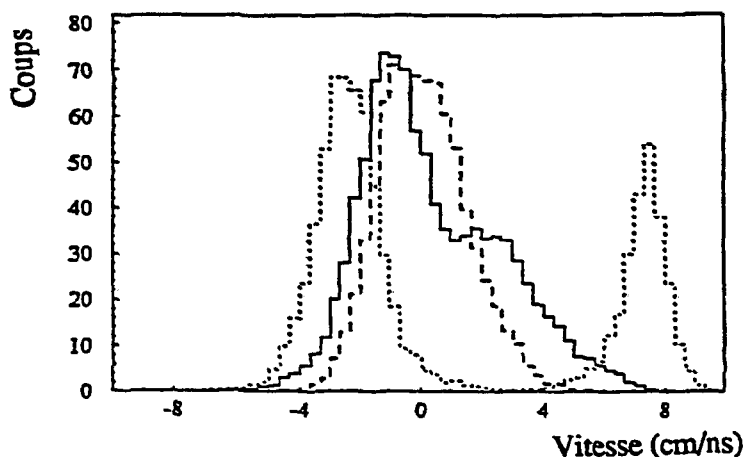


Fig II.33 : Distributions des vitesses parallèles des fragments dans le centre de masse de la réaction pour les réactions semi-périphériques (traits pleins), les réactions centrales (traits pointillés longs) et les réactions périphériques (traits pointillés courts).

En résumé, nous pouvons dire que nous éliminons par la sélection à l'aide de la coupure géométrique une classe de réactions dont les caractéristiques globales sont à mi-chemin entre les réactions périphériques et centrales. La sélection en variable Y ne permet pas cette séparation et par conséquent réalise un *mélange* entre événements centraux et semi-périphériques. Ces événements présentent des caractéristiques d'anisotropie marquée et comprennent des fragments préférentiellement émis aux angles avant. Ceci est comparable avec des expériences effectuées sur d'autres systèmes ($^{14}\text{N} + ^{197}\text{Au}$ par exemple) où la mise en évidence de composantes non-équilibrées a pu être faite (VIOL89).

c Conclusion concernant la sélection des événements centraux.

Nous avons pu, grâce à l'étude des caractéristiques de base des fragments, mettre en évidence que :

- la sélection en multiplicité de particules légères ne permettait pas de séparer complètement les collisions centrales des périphériques du fait de la faible multiplicité observée.

- la sélection avec la variable Y est une meilleure sélection mais ne permet de séparer qu'entre *périphériques* et *autres* types de réactions (on peut dire que la sélection en Y est une bonne méthode de sélection des collisions périphériques).

- la sélection géométrique est la seule méthode employée permettant de séparer complètement les collisions centrales du reste car nous avons pu mettre en évidence une classe de réactions dites semi-périphériques dans lesquelles il y avait encore la survivance d'un fragment présentant des caractéristiques d'un quasi-projectile relaxé. D'autre part, les réactions sélectionnées avec cette méthode sont de ce fait caractérisées par des distributions *isotropes* dans le centre de masse des fragments détectés.

CHAPITRE III

ANALYSE DES COLLISIONS
CENTRALES

Étude des collisions centrales

Les réactions sur lesquelles nous porterons notre attention par la suite sont les réactions que nous avons sélectionnées comme les plus dissipatives dans le chapitre précédent; nous allons maintenant essayer de dégager les informations, accessibles à l'aide de notre système de détection, qui nous permettront de comprendre et d'analyser les mécanismes de production de fragments. Dans un premier temps, nous regarderons les caractéristiques générales de ce type de réactions puis examinerons en détail ce que peut apporter une étude en terme de variables globales et de formes. Un deuxième temps de l'analyse sera de regarder les informations apportées par les particules légères chargées détectées dans le MUR, le TONNEAU et les télescopes. Enfin, nous effectuerons une synthèse des résultats obtenus et présenterons ainsi les caractéristiques *moyennes* attachées aux données collectées pour les collisions centrales.

I COÏNCIDENCES OBSERVÉES.

1 Caractéristiques générales, critère de centralité.

Rappel des caractéristiques générales.

Dans ce paragraphe, nous allons décrire les différents types de coïncidences auxquels nous conduisent les réactions centrales. Nous avons vu, dans le chapitre précédent que les réactions centrales pour le système Kr+Au à 60 A.MeV étaient caractérisées par une classe de fragments que l'on peut appeler IMF ("Intermediate Mass Fragments"), dont les charges sont comprises entre 5 et 30 approximativement (fig III.1) et dont les vitesses sont comprises entre 1,5 et 7 cm/ns (cf fig III.2).

Le nombre de fragments produits pour ce type de réactions, que l'on sélectionne pour un déclenchement $N_d \geq 3$ indique (fig III.3) que l'on a eu une interaction violente entre le projectile et la cible (TAMA88). Ce mécanisme conduit à penser que la collision a permis la dissipation d'une partie de l'énergie d'excitation disponible au départ (il faut rappeler que l'on dispose pour le système Kr+Au à 60 A.MeV de 11,5 MeV/u dans le centre de masse de la réaction).

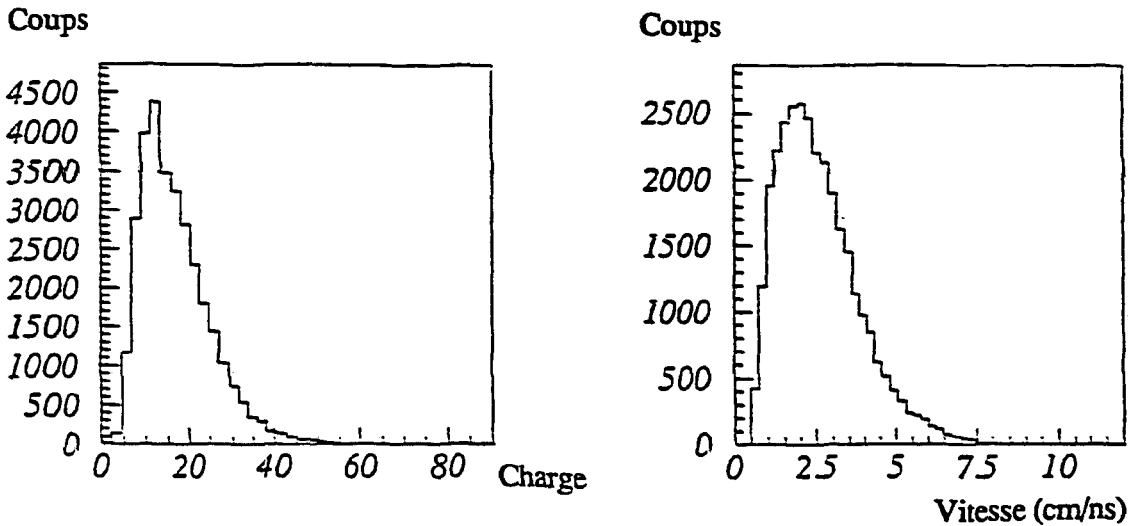


Fig III.1 et 2: Distribution de charge et vitesse des fragments détectés dans DELF et XYZt en collisions centrales pour un déclenchement $Nd \geq 3$.

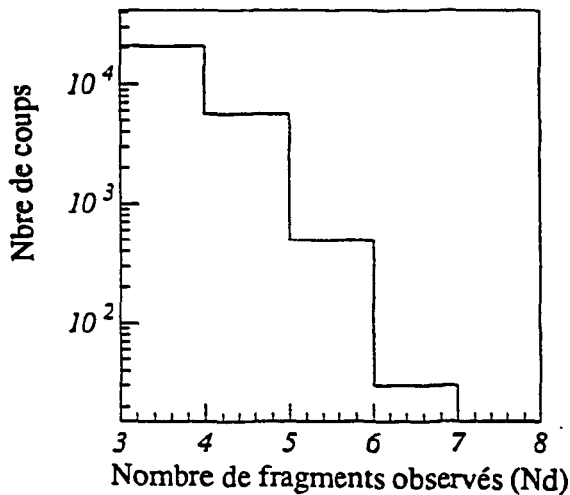


Fig III.3 : Multiplicité de fragments détectés dans DELF et XYZt pour $Nd \geq 3$.

Détection des événements centraux

Nous présentons dans ce paragraphe les caractéristiques des événements centraux en terme d'impulsion et de charge totale détectées. Les valeurs moyennes ainsi que les écart-types sont donnés dans le tableau III.4 ci-après pour les différentes multiplicités observées de fragments. Les valeurs entre parenthèses sont les pourcentages calculés par rapport à la voie d'entrée et permettent d'apprécier le degré de détection des événements centraux.

Nd	Z_{bound}	Z_{Plc}	Z_{tot}	$P_{ Tot}$ (GeV/c)	$\langle M_{Plc} \rangle$
3	53 ± 13	21 ± 8	83 ± 15 (72%)	$20,1 \pm 6$ (69%)	$8,7 \pm 2,6$
4	62 ± 12	21 ± 8	83 ± 15 (73%)	$20,6 \pm 6$ (71%)	$8,8 \pm 2,6$
5	67 ± 10	21 ± 8	88 ± 17 (77%)	$21,8 \pm 6$ (75%)	$8,9 \pm 2,7$
6	71 ± 10	22 ± 9	93 ± 18 (80%)	$22,9 \pm 7$ (78%)	$8,9 \pm 2,7$
Total	55 ± 14	21 ± 8	82 ± 15 (73%)	$20,3 \pm 7$ (70%)	$8,7 \pm 2,6$

Tab III.4 : Charges totales détectées (Z_{tot}), charges totales des fragments (Z_{bound}), charges totales des Plc (Z_{Plc}), impulsions totales parallèles ($P_{||Tot}$) et multiplicités moyennes de particules légères chargées ($\langle M_{Plc} \rangle$) pour les événements centraux.

On détecte en moyenne environ 70% de l'impulsion totale parallèle et 75% de la charge totale. Le bilan devient meilleur lorsqu'on impose une multiplicité observée de fragments supérieure à 3; on observe d'ailleurs que pour les multiplicités de fragments égales à 5 et 6 on obtient des valeurs moyennes comparables, signe que l'on a atteint la limite de détection pour ce type d'événements. Le fait que l'on récupère les trois quarts des produits de réaction permet d'affirmer que les informations que nous pourrions extraire de l'analyse des événements centraux sera suffisante pour caractériser pleinement les réactions étudiées et justifie ainsi l'analyse en terme de variables globales que nous allons entreprendre par la suite.

Critère de centralité.

Avant de s'intéresser en détail aux caractéristiques générales de ces réactions, il convient de s'assurer que celles-ci sont bien issues de collisions dans lesquelles le critère de centralité est effectif; en effet, les réactions que nous sélectionnons comme centrales à l'aide de la coupure angulaire (cône d'exclusion de 20° vers l'avant) peuvent en fait correspondre à des événements dans lesquels on ne détecte pas le fragment rapide dont les caractéristiques se rapprochent d'un quasi-projectile. Autrement dit, les réactions que nous considérons comme centrales ne sont-elles pas en fait des réactions périphériques ou semi-périphériques dont on n'a pas détecté le quasi-projectile ?

Nous allons donc comparer les caractéristiques des réactions centrales avec des réactions périphériques dans lesquelles on enlève artificiellement le fragment rapide vers l'avant (entre 0 et 20°) de manière à ce qu'elles soient considérées comme centrales (nous les nommerons fausses centrales).

La figure III.5 donne les distributions obtenues pour l'impulsion totale parallèle (réduite à l'impulsion totale de la voie d'entrée, 5 a et 5 b) et pour la charge totale dans le cas des réactions centrales (5 c et 5 d) et celui des 'fausses' centrales.

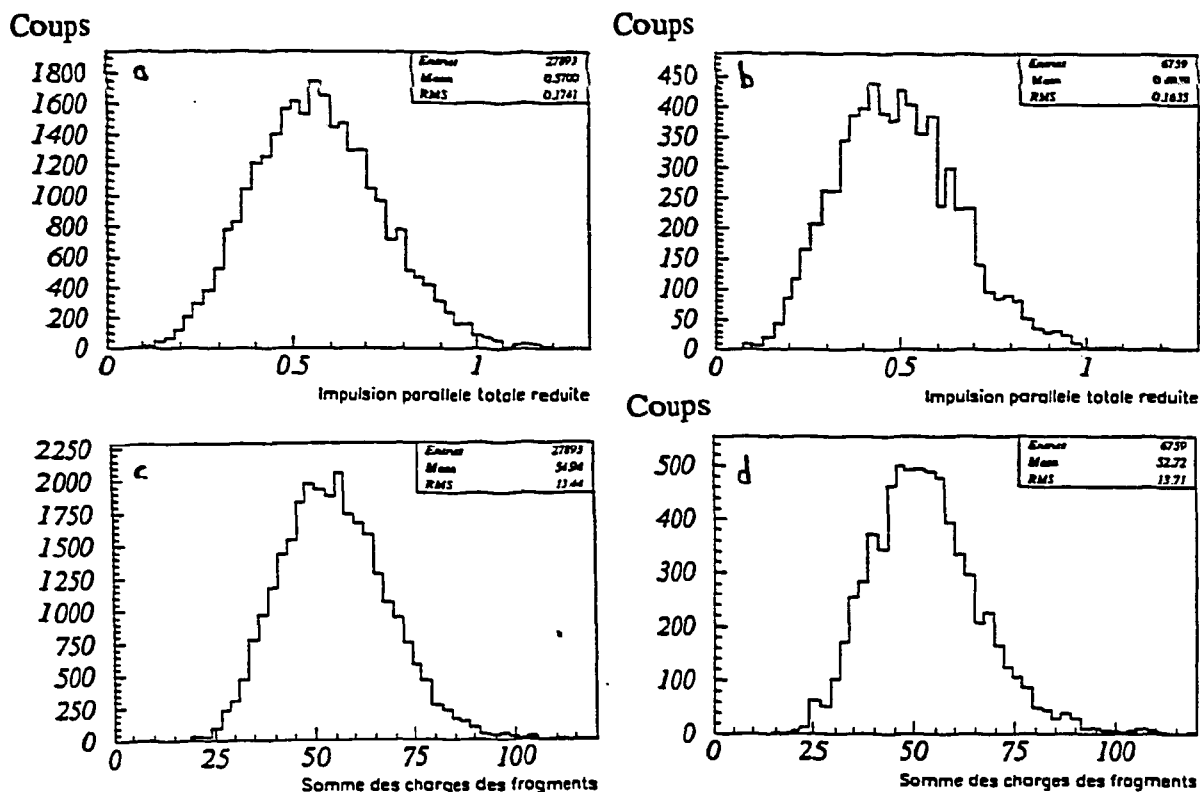


Fig III.5 a , b , c et d: Distributions des impulsions totales parallèles et charges totales réduites pour les réactions centrales (à gauche) et les 'fausses' centrales (à droite).

Les valeurs moyennes obtenues dans le cas des réactions centrales sont *toujours* supérieures aux autres, signe que la *majeure* partie des événements dits centraux ne proviennent pas d'un fragment non observé vers l'avant. Ceci est d'ailleurs directement visible sur les distributions des vitesses de recul reconstituées pour les deux classes de réactions (fig III.6); on note une valeur moyenne de l'ordre de 1,6 cm/ns pour les réactions centrales alors que les 'fausses centrales' sont caractérisées par une valeur moyenne de vitesse de recul autour de 1,1 cm/ns. On peut donc raisonnablement conclure que les réactions centrales sélectionnées à l'aide de la coupure géométrique présente des caractéristiques *moyennes* différentes de celles que l'on peut constituer artificiellement par la non-détection d'un fragment vers l'avant.

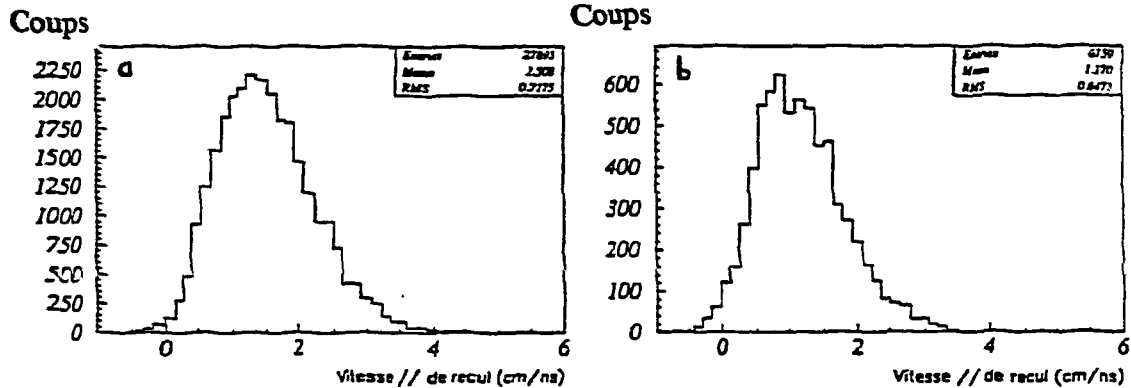


Fig III.6 : Distributions des vitesses de recul parallèle observées pour les réactions centrales (a) et les fausses centrales (b).

2 Caractéristiques des déclenchements 'trois fragments'

Regardons maintenant les informations que l'on peut extraire des événements dans lesquels on a détecté trois fragments ($N_d=3$). Afin de caractériser les corrélations existantes entre les différentes charges de ces fragments, la figure III.6 présente un diagramme de Dalitz de ces observables (un événement correspond à trois points dans ce diagramme, correspondant aux différentes permutations de deux variables dans ce plan).

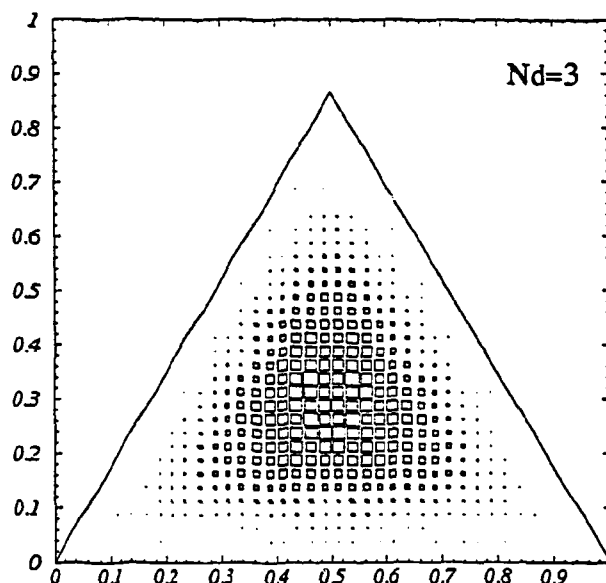


Fig III.6 : Diagramme de Dalitz des charges des trois fragments détectés dans les collisions centrales.

On note que la région du diagramme correspondant à la majorité des événements (le cercle indique l'emplacement où se trouve 80% de l'ensemble des événements) est le centre de gravité du triangle; ceci indique que les événements centraux produisent des fragments avec des charges sensiblement *identiques*.

3 Comparaison suivant le nombre de fragments détectés

Les événements auxquels nous nous intéressons sont les événements centraux pour lesquels on dispose d'au moins 3 fragments détectés dans DELF et XYZt. Nous allons regarder dans une première approche quelles sont les différences que l'on peut observer entre les 3, 4, 5 et 6 corps sélectionnés.

La figure III.7 montre les distributions de charges détectées pour $N_d=3, 4, 5$ et 6 . L'allure des spectres est qualitativement la même; les pentes obtenues à l'aide d'un lissage sont sensiblement les mêmes. Les valeurs les plus probables sont pratiquement identiques et de l'ordre de 12 à 15; on a affaire à une production de fragments identiques que l'on demande 3, 4, 5 ou 6 fragments.

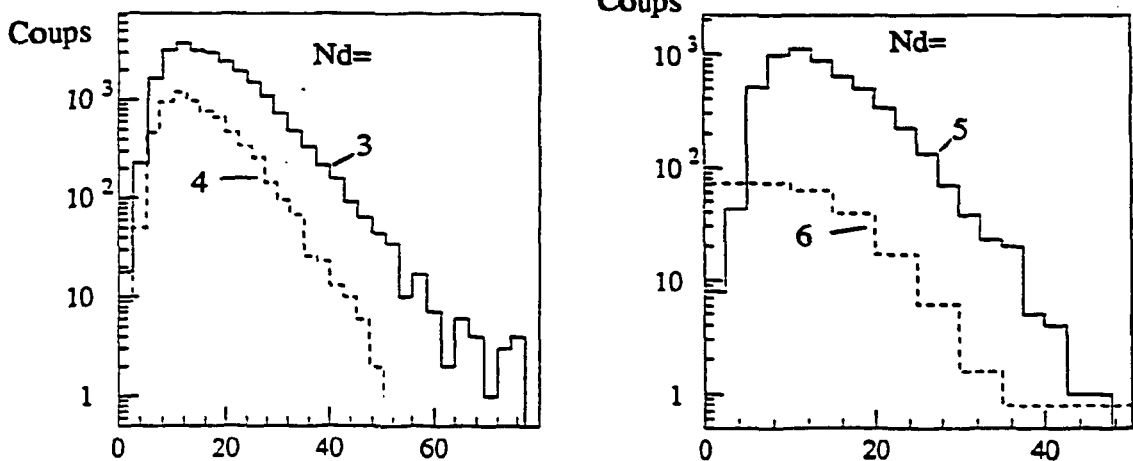


Fig III.7 : Distribution de charges des fragments détectés pour $N_d=3, 4, 5$ et 6 .

Les vitesses de recul reconstituées événement par événement présentent également des caractéristiques similaires comme le montre la figure III.8. Les valeurs moyennes des distributions sont de 1,5 cm/ns pour $N_d=3$ et de 1,6 à 1,7 cm/ns pour $N_d>3$. La différence n'est pas significative compte tenu des écarts-types; là encore, les vitesses de recul ne laissent pas apparaître de différences marquantes entre les différents déclenchements si ce n'est une légère augmentation pour les valeurs moyennes (visible également sur les impulsions totales parallèles données dans le tableau III.4). Cette considération est insuffisante pour prétendre que l'on a affaire à des systèmes dont l'énergie d'excitation initiale est plus élevée pour un événement à 5 fragments comparé à un événement à 3. On remarquera cependant que la distribution en vitesse de recul à 3

corps présente une allure s'écartant d'une loi normale; le rapport entre variance et valeur moyenne montre que les événements 3 corps ne sont pas purement centraux.

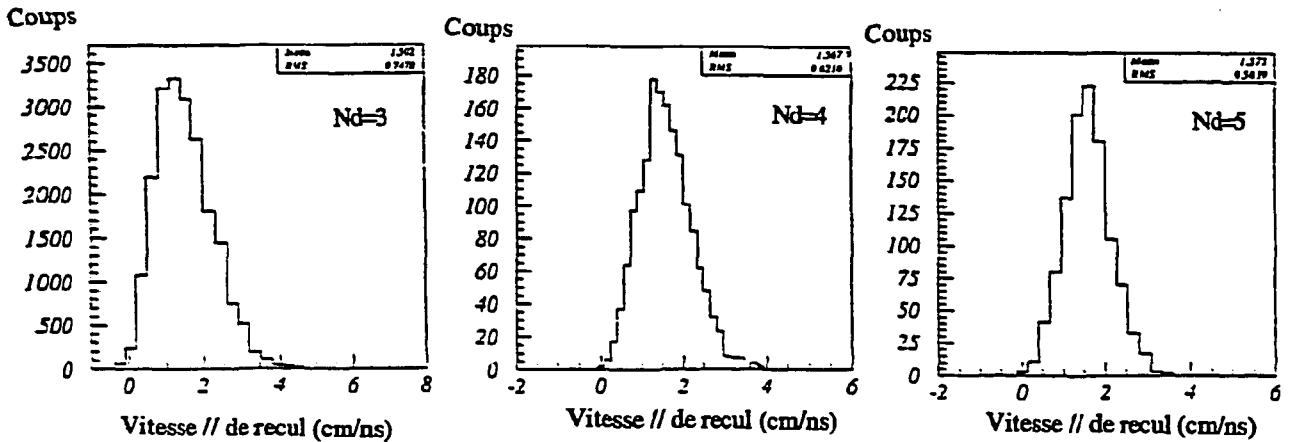


Fig III.7: Distribution des vitesses de recul reconstituées à partir des charges et vitesses des fragments détectés dans un événement pour $Nd=3, 4, 5$.

Les spectres de vitesses relatives réduites ($V_{rel}^* = V_{rel} / \sqrt{Z_i Z_j}$) obtenus en combinant deux à deux les vitesses des fragments sont présentés sur la figure III.8. Les flèches donnent la valeur obtenue pour la vitesse relative entre deux fragments de fission dans le cadre de la systématique de Viola ($V_{rel}^* \approx 0,1$). Les distributions présentent un allure dans laquelle n'apparaît pas de composante liée à une fission entre deux fragments et qui se caractériserait par un pic autour de la valeur prédite par la systématique de Viola. Nous avons ici affaire à des événements dans lesquels on ne peut pas mettre en évidence de corrélations binaires de type fission.

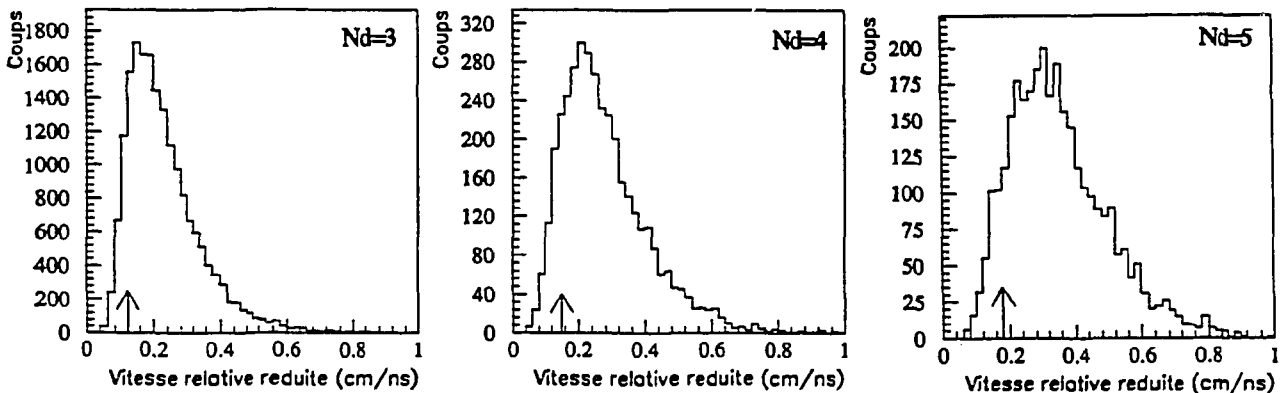


Fig III.8 : Spectres des vitesses relatives réduites pour les événements $Nd=3, 4$ et 5 . Les flèches indiquent la valeur obtenue en prenant la systématique de Viola (fission).

Les multiplicités de particules légères chargées sont visibles sur la figure III.9. On notera la valeur moyenne obtenue (cf tab. III.4), se situant autour de 9 quelle que soit la multiplicité de fragments demandée. On notera que le faible nombre de particules chargées détectées par événement (au maximum de 15) ne permet pas d'utiliser la multiplicité de particules chargées comme critère de sélection en paramètre d'impact par exemple ou en énergie d'excitation du système. La forme typiquement poissonnienne des distributions empêche ce type de sélection, alors que d'autres études (PHAI92) réalisées à l'aide de multidétecteurs de particules légères plus efficaces le permet par une dynamique en multiplicité plus étendue (jusqu'à 40 pour le système $^{40}\text{Ar} + ^{197}\text{Au}$ à 50 MeV/u par exemple).

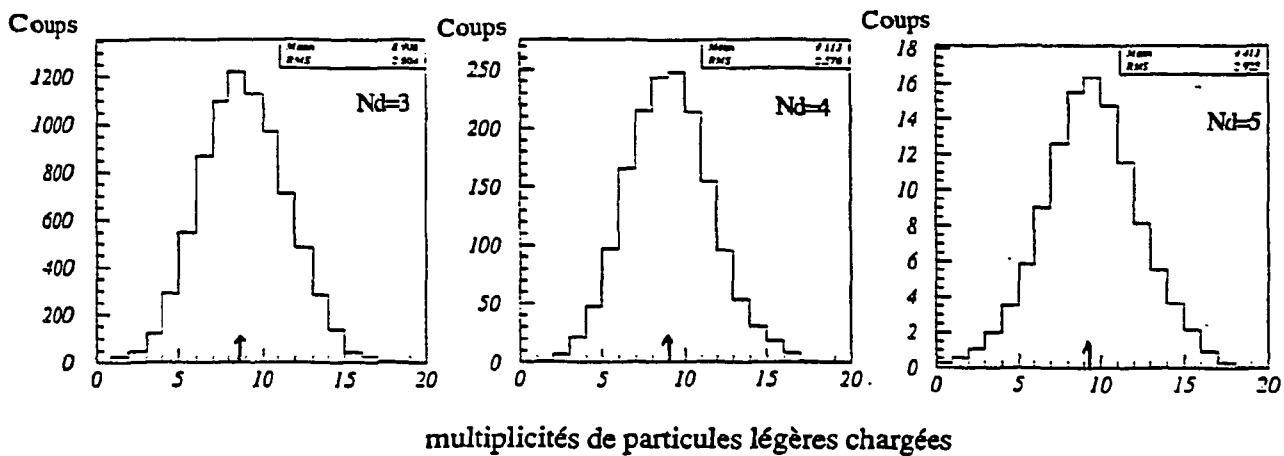


Fig III.9 : Spectre des multiplicités de particules légères chargées détectées en coïncidence pour un déclenchement $N_d=3, 4, 5$ et 6.

En conclusion, on peut dire qu'il ne se dégage pas, sur les observables de base des événements centraux, à savoir les charges, les vitesses de recul et les multiplicités de particules légères détectées en coïncidence, de différences sensibles quant aux caractéristiques des événements; ceci semble indiquer qu'il n'y a pas *évolution* d'une classe d'événements moins dissipatifs ($N_d = 3$) vers une classe de collisions plus violentes ($N_d = 5$ ou 6) comme le nombre de plus en plus grand de fragments détectés pourrait le laisser croire. Les événements sélectionnés centraux présentent des caractéristiques de base identiques que l'on prenne un déclenchement $N_d=3, 4, 5$ ou 6.

II ANALYSE A L'AIDE DE VARIABLES GLOBALES.

Nous avons eu l'occasion de présenter de manière qualitative les caractéristiques générales des collisions centrales dans le paragraphe précédent. Nous allons maintenant entreprendre une analyse plus détaillée des événements et nous servir d'outils permettant la réduction des informations accessibles avec le dispositif de détection, à savoir les variables globales.

Dans un premier temps, nous allons présenter les variables utilisées (on pourra se reporter à l'annexe 2 pour des informations plus précises) et par la suite nous verrons leur utilisation pour le système étudié.

1 Présentation rapide des variables globales utilisées.

a Vitesse de recul

Nous avons présenté dans différents paragraphes les distributions en vitesse de recul calculée événement par événement (cf chap. II). Celle-ci peut être considérée, dans une image simple, comme reliée au transfert du moment linéaire de la voie d'entrée. Dans le cas des collisions centrales (faibles paramètres d'impact), nous savons que celle-ci s'écarte notablement de la vitesse du centre de masse total ($V_{cm} = 3,2 \text{ cm/ns}$), pour prendre des valeurs moyennes de l'ordre de $1,5 \text{ cm/ns}$. Cette différence est associée à des phénomènes de pré-équilibre dans lesquels la dynamique de la collision peut jouer un rôle non négligeable (noyau spectateur et/ou particules de pré-équilibre).

On peut, à l'aide d'une hypothèse simple de *transfert massif* (cf annexe 3), calculer l'énergie réellement disponible dans le centre de masse de la réaction (énergie d'excitation) pour le noyau composé éventuellement formé. Reprenant les valeurs moyennes extraites des vitesses de recul reconstituées pour les différents types de déclenchement fragments en collisions centrales, on obtient des valeurs d'énergie d'excitation et de multiplicités de particules de pré-équilibre données dans le tableau III.10:

Nd =	$\langle V_r \rangle$ (cm/ns)	$\langle \epsilon^* \rangle$ (MeV/u)	$\langle N_{\text{prééq}} \rangle$
3	$1,5 \pm 0,3$	$7,2 \pm 1,5$	48 ± 8
4	$1,7 \pm 0,2$	$8,0 \pm 1,2$	43 ± 6
5 et plus	$1,8 \pm 0,2$	$8,3 \pm 1,1$	40 ± 6

Tableau III.10: Énergies d'excitations en MeV/u et multiplicités de pré-équilibre dans le cas d'une hypothèse de transfert massif pour $Nd=3, 4$ et ≥ 5 pour le système $Kr+Au$ à 60 A MeV.

Lorsqu'on sélectionne des multiplicités observées de fragments de plus en plus grandes, la valeur moyenne de la distribution en vitesse de recul augmente légèrement; ceci se répercute sur les énergies d'excitation et les multiplicités de particules de pré-équilibre calculées. On peut résumer la situation en remarquant qu'on atteint des énergies d'excitation moyennes de l'ordre de 8 MeV par nucléon et 50% de moment linéaire transféré (MLT), correspondant à la systématique de MLT classique (LERA86, CASS89). Nous discuterons plus avant de la validité d'un tel calcul; nous nous bornerons à dire pour le moment que cette hypothèse doit certainement surestimer la valeur de l'énergie d'excitation moyenne apportée, du fait de l'ignorance du partage de cette énergie disponible dans le centre de masse de la réaction.

Toutefois, la vitesse de recul est une estimation du transfert de moment linéaire apporté par les nucléons du projectile et pouvant être converti en énergie d'excitation pour le système formé (HAMD93). Cette variable nous sera utile lorsque nous voudrons remonter à des quantités définies dans le centre de masse détecté de la réaction.

b Angle de flot, sphéricité et coplanarité

Nous définissons le tenseur T des énergies cinétiques (cf annexe 2) associé à un événement par :

$$T_{ij} = \sum_{k=1}^{Nd} \frac{\vec{p}_i^k \cdot \vec{p}_j^k}{2m_k}$$

A partir de ce tenseur, nous pouvons définir un lot de variables globales caractéristiques de la forme de l'ellipsoïde associé au tenseur T telles que l'angle de flot, permettant de mettre en évidence les éventuelles directions privilégiées de la répartition de l'énergie dans l'espace. Pour plus de détails concernant les définitions de ces variables, on se reportera à l'annexe 2.

c Impulsion transverse moyenne, rapport d'isotropie

D'autres quantités permettent d'apprécier la géométrie d'un événement multicorps; il s'agit des impulsions moyennes suivant l'axe du faisceau (qui représente, de par la voie d'entrée, une direction privilégiée) et dans le plan perpendiculaire à ce même axe (plan xOy , cf annexe 2). Ce type de variables globales, comme le rapport d'isotropie par exemple, sera notamment nécessaire pour apprécier la perte de mémoire de la voie d'entrée.

2 Analyse en variables globales.

Les données récoltées en sélectionnant à l'aide de la coupure géométrique à 20° sont maintenant présentées à l'aide de l'analyse en variables globales. Le mode de sélection utilisé ne permet cependant pas d'étudier toutes les réactions centrales car il existe une zone 'interdite' à l'avant; ceci sera visible sur les distributions angulaires (angle de flot par exemple) et dans une moindre mesure sur les rapports d'isotropie.

Nous rappelons ici que les variables globales utilisées sont calculées dans le repère du centre de masse des fragments détectés (cf annexe 2, § 2 et 3).

a Angle de flot

Les distributions d'angle de flot θ_f (pondérées par $1/\sin(\theta_f)$) pour les collisions centrales présentent l'allure donnée par la figure III.11. Les faibles valeurs d'angle de flot sont évidemment éliminées par la sélection ($\theta_{frag} > 20^\circ$). Il est intéressant de noter que les valeurs d'angle de flot sont réparties de manière quasi-uniforme sur une plage allant de 30° à 90° (cf fig III.11); ceci est la signature d'événement dont la forme s'approche d'une *sphère* dans l'espace des impulsions (pas de direction privilégiée d'émission de l'énergie cinétique).

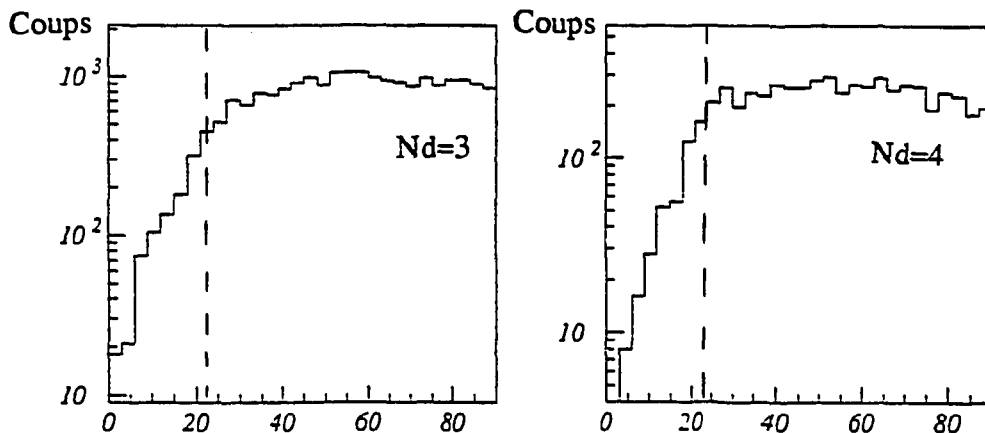


Fig III.11 : Distribution en angle de flot pour $Nd=3, 4$.

b Vitesses dans le repère de l'ellipsoïde

Nous pouvons, à partir des vecteurs propres calculés événement par événement pour le tenseur T des énergies cinétiques, déterminer un repère que nous appellerons par la suite repère de l'ellipsoïde (cf annexe 2), l'axe Z de ce repère correspondant à la plus grande des valeurs propres et l'origine coïncidant avec le centre de masse de la réaction.

La figure III.12 présente les composantes perpendiculaires en fonction des composantes parallèles (axe Z du repère) des vitesses calculées dans ce repère.

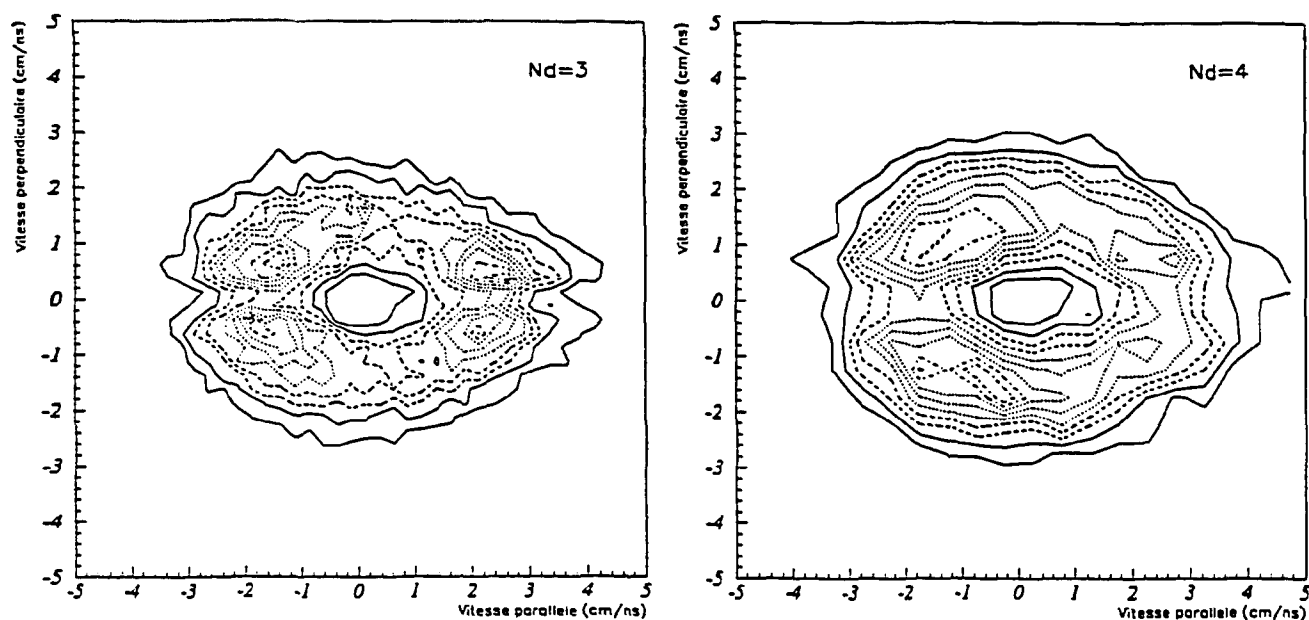


Fig III.12 : Carte Vitesse perpendiculaire - Vitesse parallèle calculées dans le repère de l'ellipsoïde pour l'ensemble des fragments issus des réactions centrales.

On note la répartition uniforme des vecteurs vitesses le long d'un cercle de rayon $V \approx 2$ cm/ns, indiquant que les fragments sont émis en majorité par une *source unique* se déplaçant à la vitesse du centre de masse de la réaction.

c Impulsions moyennes transverse et longitudinale, rapport d'isotropie

L'existence d'une direction privilégiée d'émission des fragments dans l'espace des phases peut également être mise en évidence par les rapports d'isotropie (définition voir annexe 3). La figure III.12 présente les distributions en rapport d'isotropie pour les événements 3, 4 et 5 corps.

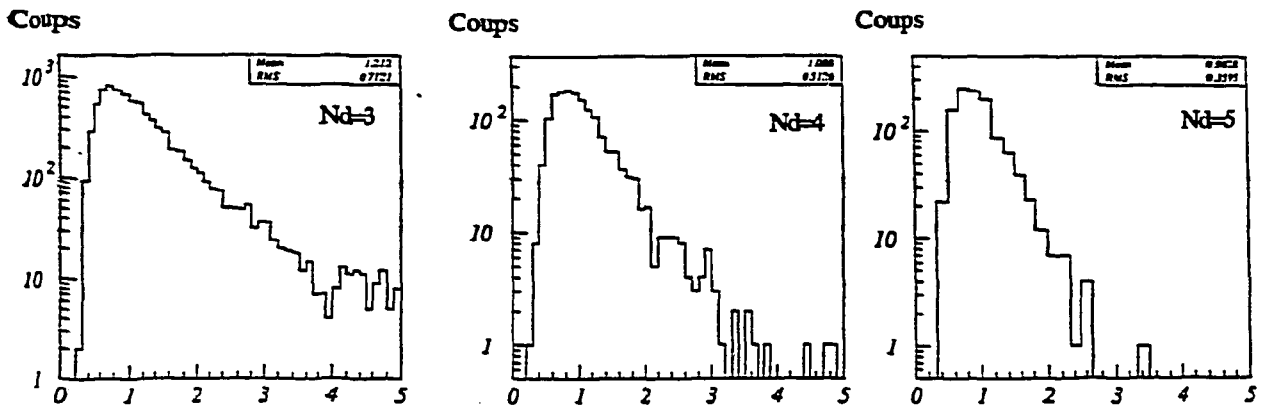


Fig III.12 : Rapports d'isotropie pour les événements centraux 3, 4 et 5 corps (échelle semi - log). Les caractéristiques des distributions sont présentées dans le tableau III.12 ci-dessous.

Les valeurs moyennes ainsi que les pentes associées aux distributions sont présentées dans le tableau III.13. Les paramètres de pente α sont le résultat d'un lissage exponentiel de la forme :

$$F(R_p) = K \exp(-\alpha R_p)$$

Nd=	$\langle R_p \rangle$	α
3	$1,2 \pm 0,7$	1,5
4	$1,1 \pm 0,5$	2,1
5	$1,0 \pm 0,4$	3,2

Tab III.13 : Valeurs moyennes, écart-types et paramètres de pentes extraits des lissages concernant les distributions de R_p en 3, 4 et 5 corps.

Il est intéressant de noter que pour les événements 3 corps, les fluctuations sont grandes (le paramètre de pente le montre comparativement aux multiplicités supérieures) et permettent de constater que d'une manière générale ces événements présentent des fluctuations résultant de la reconstruction de l'événement dans le repère du centre de masse qui interdisent de conclure de manière claire sur l'existence de directions privilégiées dans l'espace des impulsions.

Par contre, les événements 4 et 5 corps présente des fluctuations tout à fait compatibles avec une hypothèse d'émission isotrope puisque les valeur moyennes sont pratiquement égales à 1 et les écart-types correspondants sont suffisamment petits devant la valeur moyenne pour pouvoir affirmer ceci. Les paramètres de pentes sont alors significatifs des fluctuations inhérentes à la construction du rapport d'isotropie et deviennent de plus en plus grands au fur et au mesure que l'on augmente le nombre de fragments conformément à ce qu'on est en droit d'attendre (la détermination d'une valeur moyenne *significative* devenant de plus en plus valide).

L'impulsion transverse totale par nucléon a également été calculée pour ce type de collisions. La figure III.14 donne la distribution de cette observable pour les événements Nd=3, 4 et 5.

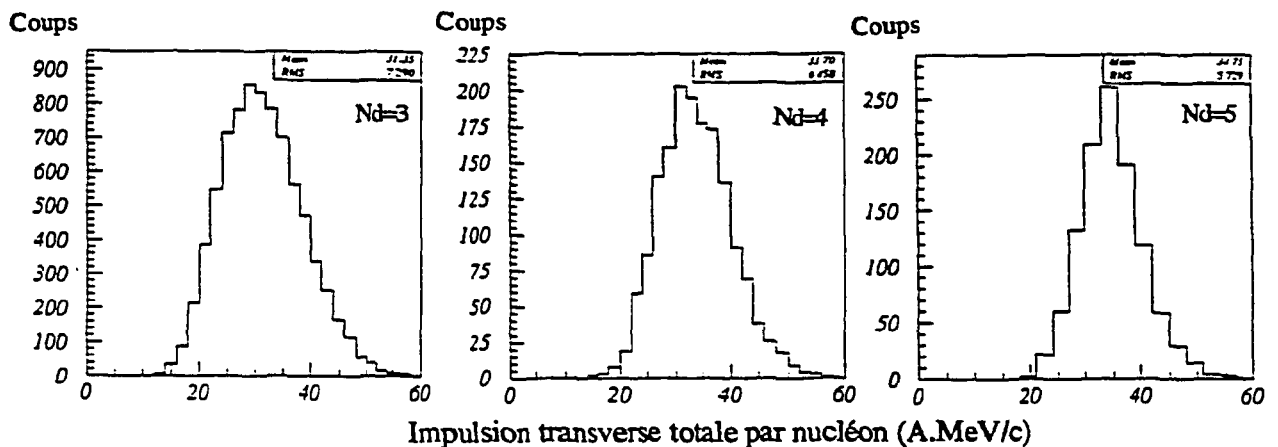


Fig III.14 : Spectre des impulsions transverses moyenne par nucléon (calculée événement par événement) pour Nd=3, 4 et 5.

La variation relativement faible des valeurs moyennes (31 A.MeV/c - 35 A.MeV/c) indique que l'on a affaire à des événements présentant des caractéristiques cinématiques proches.

c distributions angulaires Centre de Masse.

Si l'on présente les distributions angulaires pondérées dans le centre de masse des fragments comme le montre la figure III.15, on observe qu'il ne se dégage globalement aucune caractéristique d'anisotropie pour les événements centraux; la distribution est plate et reflète ce qui a déjà été observé sur la carte vitesse perpendiculaire - vitesse parallèle de la figure III.12, à savoir une isotropie dans l'émission des fragments.

émis préférentiellement à l'avant ($\theta_{cm}=20-40^\circ$). Nous aurons l'occasion de revenir sur ce sujet dans le chapitre IV.

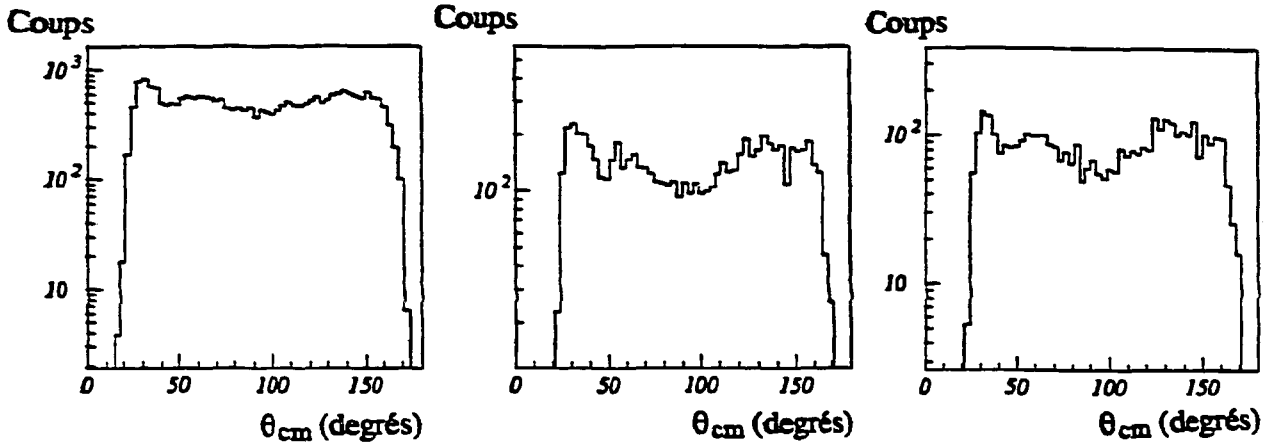


Fig III.15 : Distributions angulaires Centre de Masse des fragments pour les événements centraux pour $Nd=3, 4$ et 5 . Les distributions sont pondérées en $1/\sin(\theta_{cm})$.

d Asymétrie de charge avant/arrière dans le centre de masse.

Nous avons déjà présenté dans le chapitre II cette variable (cf annexe 2 pour la définition). La figure III.16 donne la distribution observée pour les collisions centrales; on note que celle-ci présente une valeur moyenne centrée sur 0 et ce quel que soit le déclenchement fragments demandé, signe d'une *symétrie* en numéro atomique de l'émission des fragments dans le centre de masse.

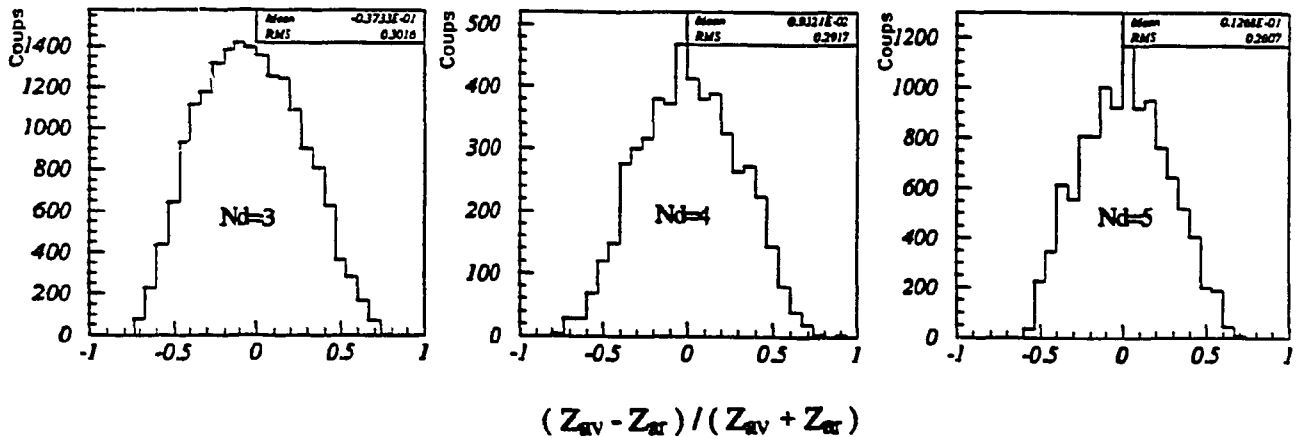


Fig III.16: Spectre de l'asymétrie de charge avant/arrière dans le centre de masse pour les collisions centrales pour $Nd=3, 4$ et 5 .

Il est à noter d'ailleurs que les multiplicités 4 et 5 sont caractérisées par des variances plus faibles; ceci est dû à l'information plus précise (et également plus

significative) donnée par les variables globales en général par rapport à celle donnée par les réactions centrales $N_d=3$.

g Conclusions concernant l'analyse des caractéristiques des fragments.

L'étude des observables liées aux caractéristiques des fragments nous a permis de mettre en évidence plusieurs faits indiscutables pour ce qui concerne la majorité de la section efficace détectée en réactions centrales.

Premièrement, il est clair qu'il ne se dégage aucune différence entre multiplicités de fragments (spectre des vitesses relatives, charges, angles de flot,...). Nous avons affaire à un mécanisme de production de fragments identique *quelle que soit la multiplicité de fragments* observée en collisions centrales.

Deuxièmement, les cartes de corrélation entre les composantes perpendiculaires et parallèles des vitesses des fragments dans le repère de l'ellipsoïde montrent l'existence d'une *source unique* d'émission des fragments; l'hypothèse de la formation d'un *système composite* dans les premiers temps de la collision est donc tout à fait raisonnable pour le lot d'événements sélectionnés.

Troisièmement, les mesures d'angles de flot et de rapports d'isotropie montrent que les événements centraux sont répartis dans le centre de masse des fragments détectés de manière *isotrope* ; il y a alors une perte totale de la mémoire de la voie d'entrée.

III PARTICULES LÉGÈRES, PRE-EQUILIBRE.

1 Caractéristiques générales, phénomène de pré-équilibre.

Jusqu'à présent, nous nous sommes intéressés uniquement aux caractéristiques des fragments observés en collisions centrales; nous allons maintenant regarder ce que les particules légères chargées détectées en coïncidence dans le MUR et le TONNEAU, ainsi que dans les télescopes placés aux angles arrières, peuvent apporter comme informations complémentaires. Nous avons, au terme de l'étude sur les observables associées aux fragments, établi que l'on pouvait affirmer qu'il y a formation d'un système composite (source unique) qui se désexcite par la suite par la production de fragments pouvant aller jusqu'à 5 ou 6.

Ce mécanisme de formation pour les collisions à faibles paramètres d'impact indique que l'on dispose d'un système fortement excité dans lequel les particules légères doivent permettre de remonter à la quantité d'énergie d'excitation emportée. Nous allons ainsi présenter les spectres d'énergie cinétique des particules légères chargées dans le laboratoire; les figures III.17 donnent les distributions observées dans le MUR (pour les angles compris entre 3 et 30°) et dans le TONNEAU (de 30 à 90°).

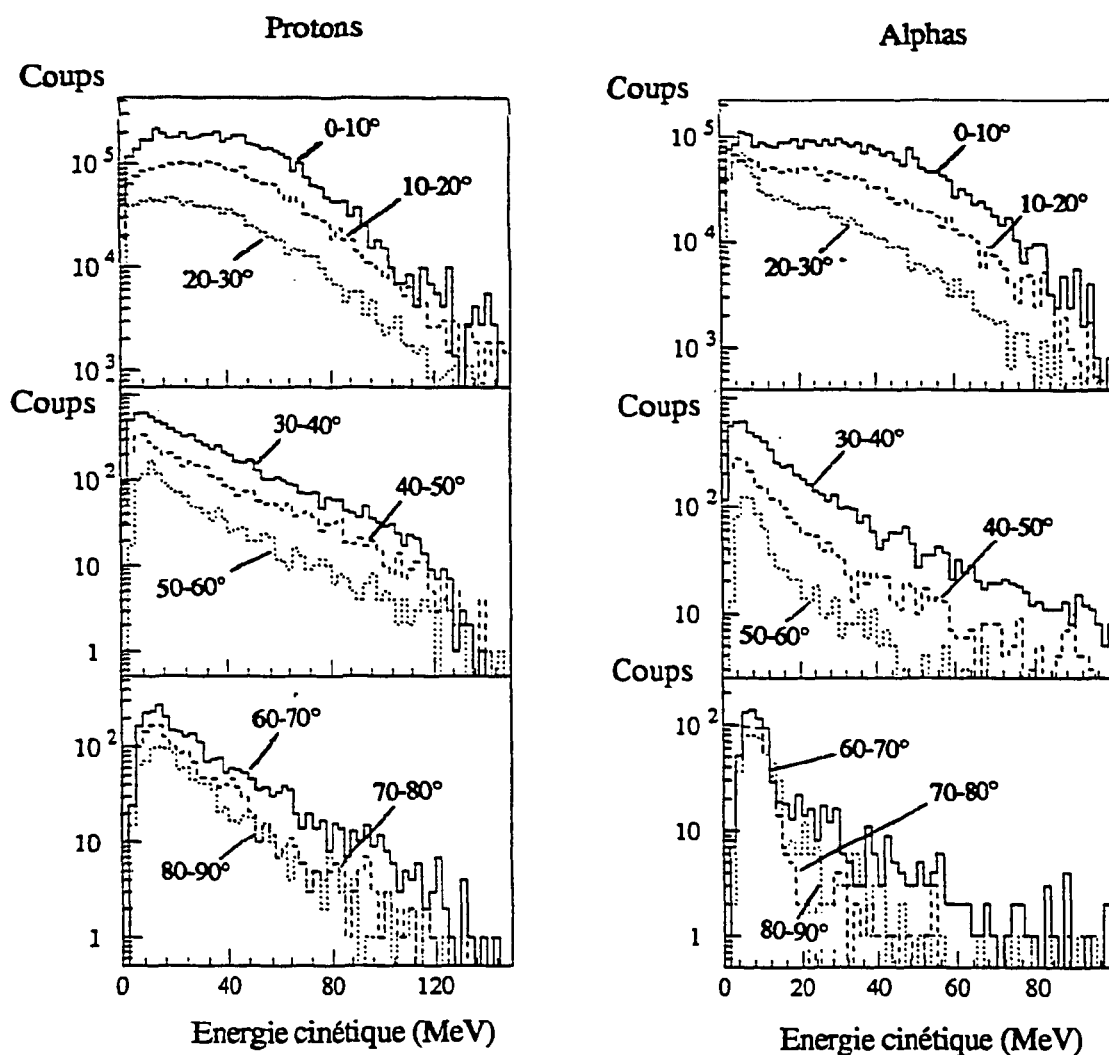


Fig III.17 : Spectres d'énergie cinétique des protons et des α détectés à divers angles dans le laboratoire.

La première chose que l'on remarque est la présence de particules légères présentant, aussi bien pour les pseudo-protons ($Z=1$) que pour les alphas, les caractéristiques de la voie d'entrée, c'est-à-dire une énergie de l'ordre de 60 MeV/u (soit une vitesse de l'ordre de 10,5 cm/ns) et une localisation aux angles avant (inférieure à

90°). Ces particules peuvent être rattachées à un phénomène de transparence (PETE90, ANGE93) de la matière nucléaire (émission de *pré-équilibre* ou de fermi-jets); en effet, même pour les collisions en recouvrement total de la cible et du projectile, il est clair qu'il existe des particules qui ne sont pas piégées par le système composite et qui résulte d'aucune (fermi-jets ou Prompt Emission of Particles) ou d'une voire deux collisions nucléon-nucléon. Les caractéristiques de ces particules doivent donc être intimement liées, au plan cinématique, au projectile et à la cible; on peut d'ores et déjà dire que le *pré-équilibre* issu des interactions entre cible et projectile ne sera pas visible ici car nous étudions un système en cinématique directe et la vitesse dans le laboratoire de ces particules est trop faible pour pouvoir être détecté dans le MUR ou le TONNEAU.

On observe pour les particules légères émises à des angles laboratoires plus grands (supérieurs à 40 degrés approximativement) une disparition de cette composante centrée autour de 60 MeV/u; les spectres deviennent alors caractéristiques d'une émission par une source excitée (WEIS37).

Il appartient donc d'essayer de séparer ces particules de *pré-équilibre* qui mettent en jeu les phénomènes de collisions nucléon-nucléon des autres particules légères chargées qui elles, doivent provenir directement de la désexcitation du système composite.

2 Estimation du *pré-équilibre*, méthode

Pour essayer de séparer la composante de *pré-équilibre* apparaissant dans les spectres d'énergie cinétique aux angles avant, il convient de se placer dans un référentiel adéquat et de formuler quelques hypothèses sur les mécanismes de production des particules légères. En effet, nous allons considérer que le *pré-équilibre* dominant à l'avant, devient de plus en plus faible au fur et à mesure que l'on se déplace vers les grands angles (VIEN92). Nous avons vu, sur les figures III.17, que celui-ci devenait quasiment inexistant pour des angles laboratoire supérieurs à 40°.

Nous supposons donc que les spectres d'énergie cinétique des particules légères pour les angles compris entre 120 et 150° ne sont dû qu'au phénomène d'évaporation par les fragments ou le système composite. Nous aurons donc un mélange de deux composantes pour les spectres avant, entre une composante d'évaporation 'pure' et une composante de *pré-équilibre* (cf fig III.20 a et b). En se plaçant dans le repère défini par le centre de masse de la réaction, il est alors possible d'isoler chacune des composantes par *soustraction* de la composante évaporative que l'on suppose isotrope dans ce référentiel. La composante évaporative sera ajustée sur les spectres d'énergie pour les angles arrières (140-150°) comme le montre la figure III.18.

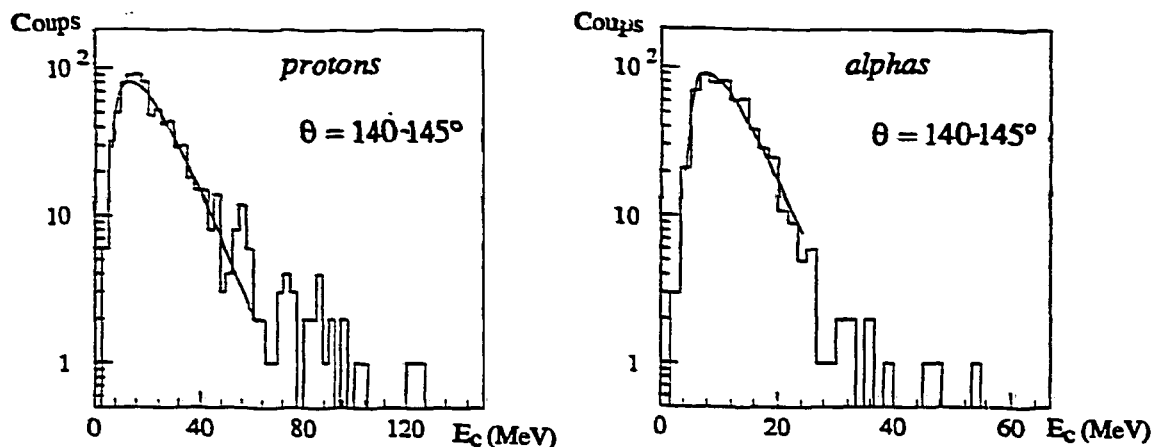


Fig III.18 a et b : Spectres d'énergie cinétique dans le repère du centre de masse des protons (a) et alphas (b) obtenus entre 140 et 150°. Les courbes en traits pleins sont le résultat d'un lissage à l'aide d'une maxwellienne (voir texte ci-dessous).

Les paramètres du fit sont au nombre de trois et caractérisent complètement la distribution en énergie cinétique dans le centre de masse de la réaction. La fonction utilisée est une maxwellienne (WEIS37, GYUL81) dont la forme est donnée ci-dessous :

$$F(E) = K \frac{(E-B)}{T^2} \exp\left(-\frac{(E-B)}{T}\right)$$

Les valeurs des paramètres de pente T sont données dans le tableau III.19 ci-dessous pour l'ajustement sur les spectres d'énergie cinétique dans le centre de masse des protons (Z=1) et des alphas (Z=2) entre 130 et 145° par tranche de 5°.

Tranche angulaire	Particules	T (MeV)
130-135°	Protons	9,6 ± 1,5
	Alphas	7,1 ± 0,9
135-140°	Protons	9,3 ± 1,3
	Alphas	6,7 ± 0,8
140-145°	Protons	9,2 ± 1,2
	Alphas	6,7 ± 0,7

Tab III.19 : Paramètres de pente des fits maxwelliens pour les spectres d'énergie cinétique des protons et α dans le TONNEAU et calcul de l'énergie d'excitation par nucléon (voir texte).

On ne discutera pas ici de la signification physique des différents paramètres calculés; nous nous contenterons de remarquer que premièrement, les fits sur les protons semblent meilleurs que sur les alphas (au vu des χ^2), et deuxièmement les valeurs des

paramètres de pente T sont beaucoup plus élevées dans le cas des protons (autour de 9 MeV contre 6 MeV pour les alphas).

L'explication de ces différences notables est cependant facile à comprendre; dans le cas des alphas, la technique d'identification des charges (cf chap. I) ne permet pas la séparation des charges des particules de Z supérieur ou égal à 2 pour des énergies laboratoire comprises entre 13 et 55 MeV approximativement (soit des vitesses comprises entre 2,5 et 5,2 cm/ns). Les spectres d'énergie cinétique de ces particules sont donc fortement tronqués et ne comprennent qu'une partie de la physique observable.

D'autre part et ceci est valable également pour les protons, la reconstitution des vitesses et donc des énergies des particules dans le TONNEAU à partir des temps de vol associés est soumise à des incertitudes relatives importantes et pouvant atteindre 15 à 20% sur la vitesse, compte tenu de la base de temps de vol petite (80 cm) et de la résolution des codeurs de temps (environ 1 ns). Ceci permet d'expliquer pourquoi on obtient des valeurs si différentes pour les fits.

Néanmoins, nous utiliserons ces fits pour retrancher la composante évaporative des spectres d'énergie car ceux-ci seront considérés comme *valables à l'intérieur* du système de détection formé par le MUR et le TONNEAU. Voici sur la figure II.20 ci-dessous un exemple du résultat obtenu lorsqu'on soustrait la composante d'évaporation :

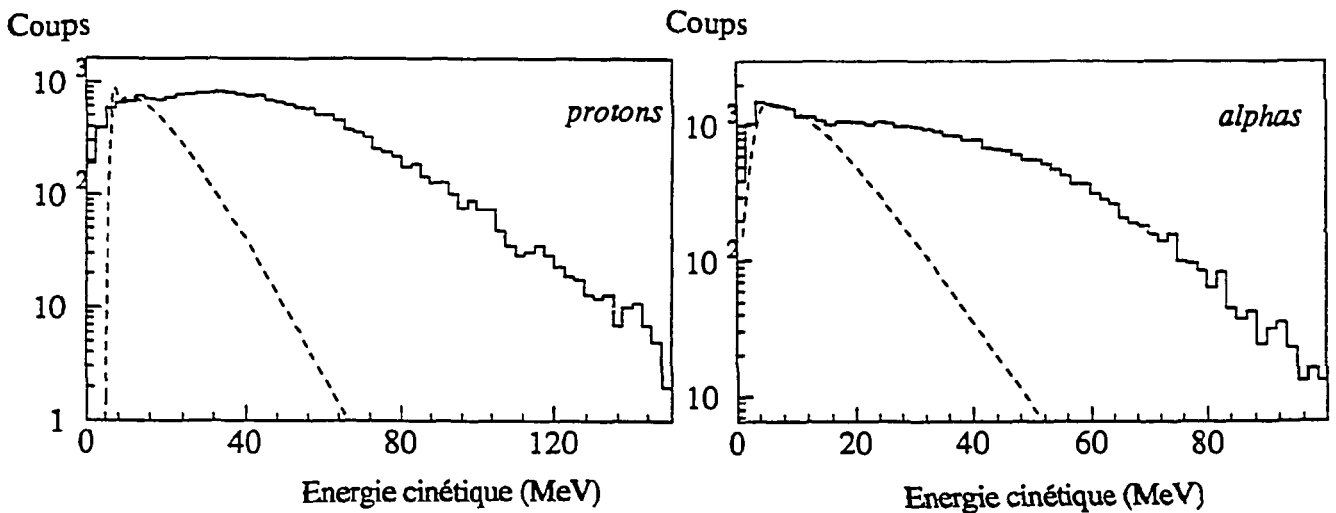


Fig III.20 a et b : Spectres d'énergie cinétique des protons (a) et alphas (b) dans le repère du centre de masse de la réaction pour une tranche angulaire de 0 à 10°. La courbe en pointillé est le lissage obtenu sur les spectres arrières dont la figure III.18 donne l'exemple.

Les figures III.21 a et b donnent la composante ainsi extraites des spectres de la figure II.20. On note la forme non maxwellienne des spectres indiquant que ces particules proviennent d'un mécanisme différent d'une désexcitation thermique.

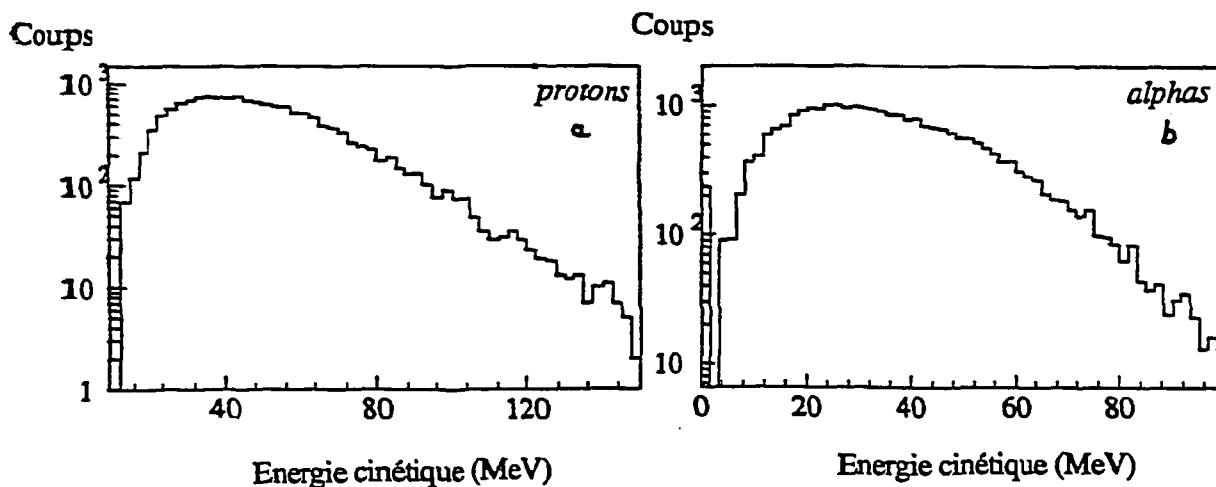


Fig III.21 a et b, : Distribution en énergie des particules provenant d'un processus non évaporatif pour les protons (a) et pour les alphas (b) entre 5 et 10 degrés.

La valeur moyenne de ces distributions est de l'ordre de 50 à 35 MeV suivant la tranche angulaire observée; la valeur est plus élevée dans le cas des protons que dans celui des alphas. Cette valeur est compatible avec un phénomène de collisions réduites (une à deux) entre nucléons de la cible et du projectile dans lequel on ralentit à chaque fois le nucléon incident par collision inélastique (DURA92).

D'autres renseignements peuvent être extraits de ces spectres. En effet, si l'on intègre les multiplicités observées pour les différentes tranches angulaires (entre 3 et 150°) pour les protons et les alphas, on est alors capable de donner un ordre de grandeur concernant le nombre moyen de particules de pré-équilibre détectées par événement central. On peut également donner la distribution angulaire de ces mêmes particules dans le laboratoire (cf fig III.22) et enfin en appliquant une correction d'efficacité angulaire azimutale (en φ) afin d'uniformiser les taux de comptages des différents détecteurs, de donner une valeur moyenne du nombre total de particules de pré-équilibre par événement (entre 0 et 180°) par extrapolation de la distribution présentée sur la figure III.22. On remarque sur cette figure les effets d'ombre induits par les détecteurs fragments (DELF principalement à 60 et 120 degrés).

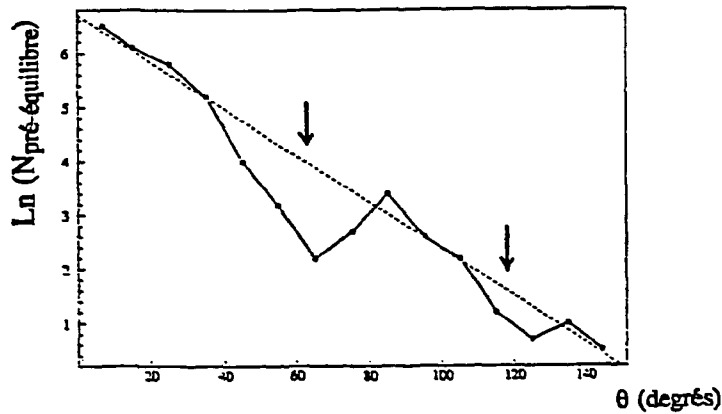


Fig III.22: Distribution angulaire dans le laboratoire (logarithme) des particules de pré-équilibre détectée et corrigée azimutalement. la ligne en traits pointillés est le résultat d'un fit permettant l'extrapolation sur tout le domaine angulaire (principalement entre 0 et 4 degrés).

Les résultats obtenus en ce qui concerne les nombres totaux de particules de prééquilibre (en intégrant sur tout le domaine angulaire), les nombres totaux corrigés (en appliquant une correction azimutale afin de corriger des effets d'ombre induits par les détecteurs fragments) et enfin le nombres moyen détecté entre 3 et 150 degrés ainsi que le nombre moyen de particules sur l'ensemble du domaine angulaire (la différence entre ces derniers provient essentiellement de la région comprise entre 0 et 4 degrés, non couverte par le dispositif expérimental).

Particules	Nbre total (3-150°)	Nbre total corrigé (3-150°)	Nbre moyen détecté (3-150°)	Nbre moyen (0-180°)
Z=1	30500	95000	1,9± 0,5	7±2
Z=2	14000	38700	0,9± 0,3	3±1
Total	48400	133700	3,1±0,6	10±2

Tableau III.23 : Valeurs des multiplicités de pré-équilibre en collisions centrales déterminées par soustraction des fits du TONNEAU arrière.

Les valeurs déterminées pour les protons et alphas semblent être cohérentes avec ce qu'on pouvait attendre; en effet, les multiplicités moyennes détectées se situent autour de trois particules légères, ce qui autorise une valeur moyenne de particules légères hors pré-équilibre de l'ordre de 6 (compte tenu des multiplicités moyennes de particules légères détectées, cf tab III.4). D'autre part, les valeurs moyennes des distributions d'énergie cinétique de ces particules de pré-équilibre permettent d'avoir une *estimation* de l'énergie moyenne emportée par ce phénomène hors équilibre; elle est de l'ordre de 45 MeV pour les protons et de 38 MeV pour les alphas.

En ce qui concerne les multiplicités moyennes sur tout le domaine angulaire obtenues par extrapolation du fit sur la répartition angulaire des particules de pré-équilibre, elles sont de l'ordre de 7 pour les protons et de 3 pour les alphas; l'incertitude indiquée entre parenthèses est calculée en prenant les valeurs trouvées avec deux lissages différents de la figure III.22. Si l'on veut avoir une valeur globale en incluant les neutrons, il suffit de faire l'hypothèse que le nombre de neutrons de pré-équilibre sera donné dans les mêmes proportions que le rapport N/Z du projectile de Krypton et l'on obtient alors un nombre moyen de neutrons de 11. On peut alors avancer une valeur concernant le nombre moyen de nucléons de pré-équilibre en collisions centrales et l'on obtient :

$$\langle N_{\text{prééq}} \rangle = 30 \pm 8$$

Cette valeur a la mérite de se situer dans l'ordre de grandeur donné par les calculs de type transfert massif (cf § III.2 a) qui avance le chiffre de 40 nucléons; cette différence n'est pas trop importante si l'on considère que la valeur trouvée par la soustraction des spectres est forcément un *seuil bas* pour la multiplicité moyenne. En effet, la méthode utilisée, et ceci même si les hypothèses qui ont conduit à l'utiliser sont correctes, ne tient pas compte des seuils différent d'un détecteur à un autre; ceci est particulièrement crucial pour le MUR (angles inférieures à 30°) où les seuils bas en énergie pour les protons par exemple sont plus hauts que dans le TONNEAU.

Ceci a pour conséquence, lors de la soustraction de la composante évaporative, de *sous-estimer* les particules de pré-équilibre car on retranche un spectre non complètement adapté aux caractéristiques du MUR (le fit de référence est pris sur le spectre d'énergie cinétique du TONNEAU entre 140 et 150 degrés). Nous avons néanmoins essayé de corriger cette erreur systématique en modifiant le fit et en l'adaptant aux caractéristiques des différents détecteurs (par modification des paramètres 'B' du fit par exemple).

D'autre part, il existe une seconde raison pour affirmer que la valeur est certainement trop faible; il s'agit des résolutions en vitesses, différentes entre le TONNEAU et le MUR. Le fit est pris sur un spectre du TONNEAU et intègre obligatoirement les effets de l'incertitude sur la vitesse des particules dûs à la base de temps de vol petite; celle-ci se répercute sur la détermination des multiplicités de pré-équilibre et tend à *systématiquement* surestimer la composante évaporative dans le MUR et donc à sous-estimer d'autant la composante retranchée de pré-équilibre..

3 Informations apportées par les particules légères.

a MUR et TONNEAU.

Nous avons vu, dans le paragraphe précédent, que le phénomène de pré-équilibre est loin d'être négligeable dans les collisions centrales pour le système considéré; il est présent surtout à l'avant, dans un domaine angulaire s'étendant approximativement de 0 à 50°. Pour remonter aux énergies d'excitation données par les particules légères chargées, on fait appel aux distributions d'énergie cinétique dans le centre de masse de la réaction de ces mêmes particules mais prises aux angles arrières, là où le pré-équilibre doit être pratiquement éliminé (en l'occurrence dans le TONNEAU).

Nous avons déjà présenté le résultats (paramètre de pente T) des lissages obtenus sur les spectres d'énergie cinétiques des protons et des particules α dans le paragraphe précédent (cf tab II.19). Selon le formalisme statistique appliqué au cas de l'évaporation, on montre que le paramètre T est la température du noyau émetteur (en fait T est la température *après* émission de la particule). De la température T, on peut donc remonter, si l'on suppose que les particules émises proviennent d'une source unique, à l'énergie d'excitation du noyau émetteur (WEIS37).

Cependant, si l'on regarde les valeurs déterminées pour les paramètres de pente, on s'aperçoit qu'il y a une incohérence entre les résultats données par les protons et les particules α . D'où peuvent provenir ces écarts importants ?

Il faut commencer par rappeler que la méthode d'identification des particules de charge égale à 1 (pseudo-protons) aussi bien dans le MUR que dans le TONNEAU ne permet pas de distinguer de manière claire les différents isotopes (cf fig I.6 et tab I.7). Il y a alors un *mélange* des composantes en énergie associées aux protons, deutons et tritons. Ceci se répercute directement sur la détermination des pentes des spectres puisqu'on commet une erreur certaine sur la masse et donc sur l'énergie. En ce qui concerne les particules de charge égale à 2, les rapports entre isotopes (principalement ^3He et ^4He , cf fig I.18 b) montrent que la proportion de particules α est très supérieure au reste; le phénomène apparaissant pour les particules de charge $Z=1$ est donc peu important pour les particules α et la détermination des pentes des spectres en énergie cinétique.

Les résolutions des codeurs de temps (de l'ordre de 1 ns) limitent également les informations que l'on peut extraire des spectres d'énergie des particules légères en introduisant une incertitude sur la détermination de la vitesse et donc de l'énergie. Cet

effet est surtout important pour le TONNEAU puisque la base de temps de vol petite (80 cm) induit une incertitude comprise entre 5 et 20% sur la vitesse de la particule.

b Télescopes.

Nous avons vu que les paramètres de pente déterminés pour les protons et particules alphas détectées dans le TONNEAU semblent ne pas donner d'indications cohérentes quant aux caractéristiques des noyaux émetteurs; il s'avère donc intéressant de regarder quels sont les renseignements que les télescopes peuvent apporter puisqu'on peut s'attendre à une meilleure résolution en énergie et surtout une identification précise des différents isotopes.

La figure III.24 donne les distributions d'énergie cinétique des protons et des particules alphas dans le centre de masse détecté pour les télescopes E et F situés respectivement à 126 et 158°. Les courbes en traits pleins sont le résultat d'un fit réalisé à l'aide d'une maxwellienne (cf paragraphe précédent).

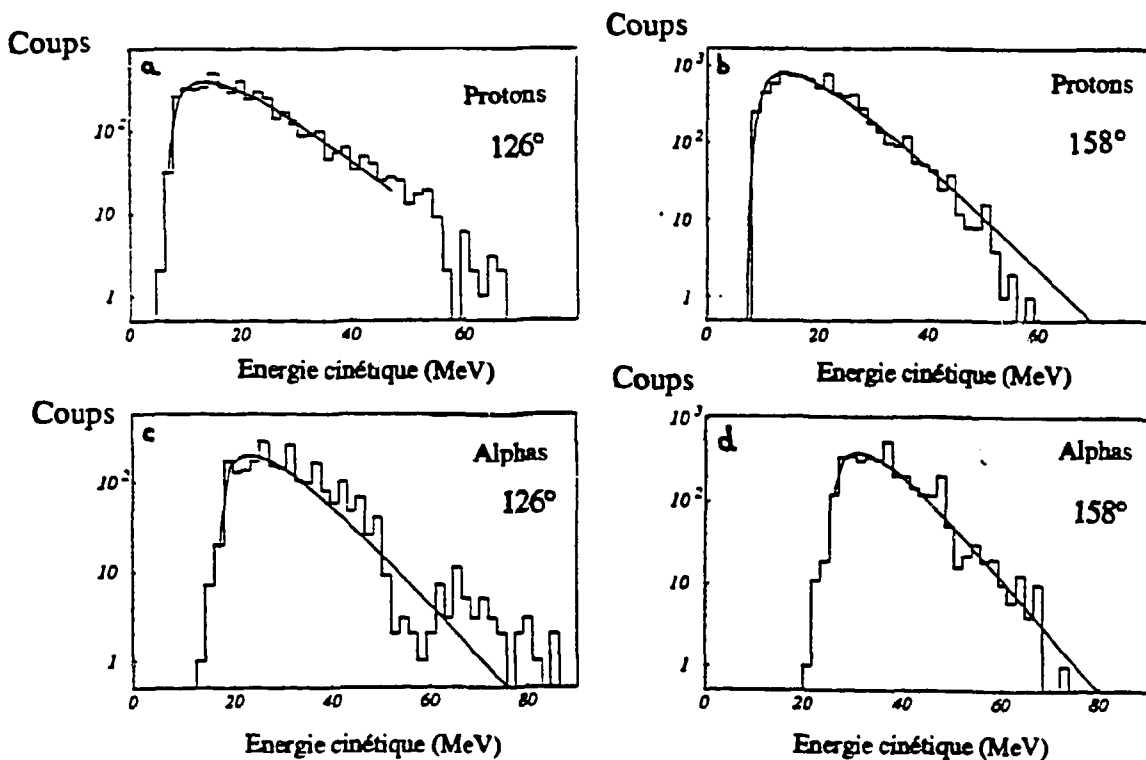


Fig III.24 : Spectres d'énergie cinétique des protons (a et b) et des alphas (c et d) dans le repère du centre de masse des fragments détectés.

Les paramètres de pente déterminés sont regroupés dans le tableau III.25 ci-dessous :

Télescope	Particule	Températures (MeV)
E (126°)	Protons	$6,9 \pm 0,6$
	Alphas	$6,4 \pm 0,4$
F (158°)	Protons	$6,4 \pm 0,5$
	Alphas	$5,9 \pm 0,3$

Tab. III.25 : Paramètres de pente calculés à l'aide des fits et énergies d'excitation correspondantes (voir texte).

Les valeurs calculés pour les paramètres de pente T sont plus faibles que celles que donnent les spectres d'énergie cinétique du MUR et du TONNEAU. Ceci indique que les conclusions avancés en ce qui concerne la validité des résultats du TONNEAU sont justifiées.

Si maintenant on regarde de plus près les valeurs obtenus dans le tableau II.25, on observe une évolution des paramètres de pente T avec l'angle; ceci permet d'affirmer que l'on a visiblement affaire à plusieurs sources de production de ces particules légères. Il suffit pour s'en convaincre de regarder la figure III.26 qui montre les cartes vitesse perpendiculaire-vitesse parallèle des protons (fig III.26 a) et des α (fig III.26 b) dans le repère associé au centre de masse des fragments détectés (présentées en section efficace invariante).

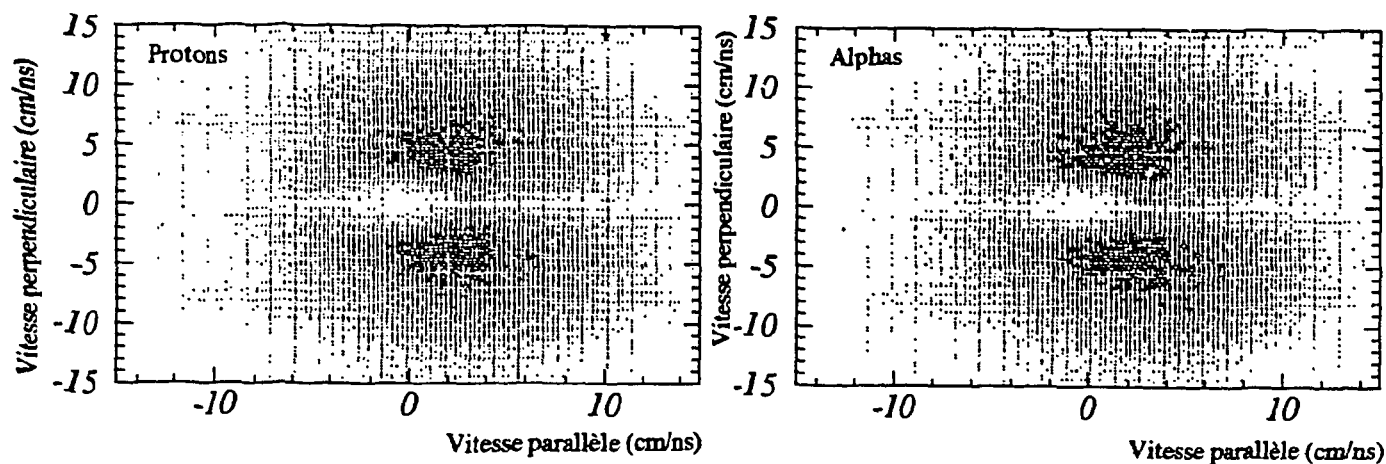


Fig III.26 a et b : Cartes $V_{per}-V_{||}$ dans le centre de masse de la réaction pour les protons (a) et les α (b) présentées en section efficace invariante.

On ne distingue pas de cercles d'isocontours caractéristiques de l'émission de particules par une source unique; au contraire, on assiste à un mélange de contributions (d'autant plus que la composante de pré-équilibre est également présente pour les angles avant) qui empêche de ce fait la localisation de sources primaires d'émission. La détermination de températures et d'énergie d'excitation apparaît donc impossible.

4 Conclusions concernant l'étude des particules légères associées aux événements centraux.

L'étude conduite sur les caractéristiques cinématiques des particules légères ne nous permet pas de tirer des conclusions sans ambiguïté. Ceci est grandement dû à la détection de ce type de particules qui n'a pas pu se faire sur la totalité du domaine angulaire accessible; en effet, les contraintes induites par la présence des détecteurs de fragments (ombres de DELF et XYZt) font que l'on ne disposait que d'environ la moitié des détecteurs disponibles entre 30 et 150° (38 lattes opérationnelles sur 72). Ceci se répercute évidemment sur la richesse des informations que l'on a pu extraire. Cependant, on a pu mettre en évidence un certain nombre de points importants même s'il n'a pas été possible de trancher complètement sur ceux-ci.

Premièrement, il apparaît fortement qu'on ne puisse localiser de source unique responsable de la production des particules légères; il semblerait donc que celles-ci proviennent de *plusieurs sources* que pourraient être le système composite et les fragments après la cassure.

Deuxièmement, nous avons essayé d'isoler la composante de pré-équilibre des spectres d'énergie cinétique dans le centre de masse de la réaction et avons conclu à la présence d'environ 15 particules légères de pré-équilibre par événement en moyenne, ce qui nous conduit à un nombre total d'environ 30 à 40 nucléons de pré-équilibre lorsqu'on tente d'inclure les neutrons.

Troisièmement, l'estimation de l'énergie d'excitation donnée par les spectres de particules légères aussi bien dans le MUR et le TONNEAU que dans les télescopes était sujette à caution car il s'est avéré impossible de localiser les sources d'émission et ainsi de remonter à une valeur de température pour les noyaux considérés.

IV SYNTHÈSE DES RESULTATS.

Nous avons, durant ce chapitre, essayer de présenter le maximum d'informations accessibles à l'aide du dispositif expérimental grâce à l'utilisation d'observables significatives. Les conclusions que l'on peut tirer de cette analyse sont les suivantes en ce qui concerne la *majorité de la section efficace détectée* en collisions centrales :

- Les événements centraux présentent des caractéristiques *identiques* quelle que soit la multiplicité de fragments observés, indiquant un mode de production similaire.

- Les fragments détectés sont émis par une *source unique* (système composite) se déplaçant avec la vitesse du centre de masse, caractéristique d'un moment linéaire transféré de l'ordre de 50% .

- Les événements sont *isotropes* dans l'espace des impulsions et en charge, indiquant une perte totale de la mémoire de la voie d'entrée.

- L'émission des particules légères résulte de l'évaporation de plusieurs sources que constituent le système composite puis les fragments.

Nous avons ainsi caractérisé la voie d'entrée associée à la plupart des événements centraux; il est maintenant important de pouvoir aller plus loin et d'essayer de mettre en évidence quels sont les mécanismes qui ont conduit à la formation des fragments. Cette étude ne peut se faire sans l'aide de modèles afin d'établir une base de comparaison avec les données. Ce travail est présenté dans le chapitre IV où l'on exposera les résultats avancés par deux modèles, basés sur des hypothèses différentes, comparés aux données récoltées pour les collisions centrales.

CHAPITRE IV

MECANISMES DE PRODUCTION DE
FRAGMENTS
dans les collisions centrales

MÉCANISMES DE PRODUCTION DE FRAGMENTS dans les collisions centrales

PRESENTATION DES MODELES

a Préliminaire

L'objectif de l'analyse entreprise dans ce chapitre va être d'essayer de caractériser le mécanisme de production des fragments observés (jusqu'à 6) dans les collisions centrales et principalement de conclure quant au mode dominant de production en effectuant la supposition tout à fait raisonnable de considérer que ces fragments sont issus soit d'une série de fissions binaires *successives* des différents produits (fission binaire séquentielle) soit d'une cassure *simultanée* du noyau initialement formé (multifragmentation). En effet, nous avons pu mettre en évidence, au cours du chapitre précédent, le caractère *unique* de la source de production de fragments pour les collisions les plus dissipatives du système Kr+Au à 60 A.MeV. Nous avons par ailleurs montré que les événements présentent des caractéristiques *d'isotropie* dans l'espace des phases, ceci est une condition *nécessaire* (pas forcément suffisante!) pour la comparaison avec des modèles statistiques telle que nous allons l'entreprendre par la suite. L'utilisation de ces modèles (l'un de multifragmentation, l'autre de fission binaire séquentielle) va permettre non pas de conclure de manière définitive sur le mécanisme de production de fragments mais d'apporter des arguments relativement solides pour l'un ou l'autre des mécanismes, arguments d'autant plus forts que nous verrons que les caractéristiques *globales* des événements sont majoritairement bien décrits par les modèles.

La différence primordiale entre la multifragmentation et la fission binaire séquentielle tient au temps de production; dans un cas, la fission binaire séquentielle, on considère qu'il existe un temps (variable mais non nul) entre la production des différents fragments alors que dans l'hypothèse d'une multifragmentation, tous les fragments sont produits en même temps. Sous cet angle, on comprend que les deux hypothèses, qui conduisent à des voies de sorties relativement équivalentes (nous y reviendrons dans le troisième paragraphe), constituent deux voies extrêmes. Il est alors logique d'essayer de comparer les données obtenues avec deux modèles utilisant les hypothèses décrites plus haut quant au temps de production afin de conclure sur le mode de production multiple de fragments observé pour les collisions centrales du système Kr+Au à 60 A.MeV.

b Motivations concernant les modèles utilisés.

Il existe de nombreux modèles disponibles (FREESCO, GEMINI, EUGENE...) pour la simulation de la désexcitation de noyaux chauds (FAI86, CHAR88, DURA92); il sont tous plus ou moins capables de décrire qualitativement ou quantitativement les observables expérimentales comme les distributions de charge (c'est par exemple le cas des modèles de percolation) et les distributions de variables cinématiques. L'approche employée dans le cadre de cette étude a été d'essayer, avec des modèles relativement simples, l'un de fission binaire séquentielle supposant un temps suffisamment grand entre les différentes cassures pour n'induire aucune corrélations d'origine coulombienne entre les fragments, l'autre de cassure simultanée (multifragmentation), de mettre en évidence les mécanismes de désexcitation mis en jeu. Pour cela, il s'est avéré qu'une approche purement géométrique comme les modèles de percolation ne convenait pas. Il a donc été nécessaire de construire deux codes, avec des hypothèses physiques minimales (c'est-à-dire sans faire appel à des notions trop complexes), et de voir s'ils étaient capables de décrire correctement la physique étudiée. Cette approche que l'on peut qualifier de phénoménologique à posteriori est la seule qui nous ait paru utilisable ici. Évidemment, la méthode de détermination des caractéristiques des mécanismes par l'intermédiaire de modèles est réductrice dans le sens où il n'existe pas de relation biunivoque entre un mécanisme et un modèle; on a affaire à des processus mélangés dans lesquels il est souvent difficile d'extraire des informations non ambiguës. Cependant, nous allons utiliser cette technique afin d'essayer de dégager des signatures de mécanismes précis.

2 Modèle de fission binaire séquentielle

a Théorie

α Calcul des probabilités de fission

Plusieurs modèles de fission binaire séquentielle ont été créés afin de décrire les résultats expérimentaux (GEMINI-CHAR88, EUGENE-DURA92). Celui utilisé ici fait appel à une description unifiée de l'évaporation de particules légères et de la cassure en deux fragments; le cas de l'évaporation pouvant se ramener au cas d'une fission très asymétrique (HAUS52). Dans ce cas, il est nécessaire de définir un degré de liberté supplémentaire pour le système, à savoir le facteur d'asymétrie de masse. Moyennant

cet ajout, on peut parfaitement décrire l'évolution d'un système vers la fission/évaporation (MORE75, SWIA83).

Le modèle utilisé dans le cadre de ce travail utilise donc le formalisme développé par Bohr et Wheeler en 1939 (BOHR39) et attribue une probabilité de transition d'un état de noyau composé vers un noyau fissionnant par le formalisme de l'état transitoire.

Appelons q le degré de liberté caractérisant l'état du système (dans le cas d'une fission q sera la distance entre les centres des deux noyaux fissionnant) On peut alors calculer la probabilité de flux d'état $v_{A_1, A_2}(E)$ du système pour une valeur donnée de q (p représentant le moment conjugué de q):

$$v_{A_1, A_2}(E) = \int \frac{dp}{h} \frac{p}{\mu} \rho_{12}^*(E; p, q) = \frac{1}{h} \int dk \rho_{12}(E - E_{12}^0 - V(q) - k)$$

où $\rho_{12}^*(E; p, q)$ représente la densité d'états du système dinucléaire caractérisé par ses coordonnées (p, q) et donc donne le poids statistique associé à cette configuration, k représente l'énergie cinétique du mouvement collectif ($k = p^2/2\mu$), μ la masse effective associée, E_{12}^0 l'énergie de l'état fondamental des deux noyaux à l'état libre, $V(q)$ l'énergie potentielle de déformation induite par la coordonnée q , $\rho_{12}(E; p, q)$ la densité d'états du système pour l'énergie E sans tenir compte d'éventuels degrés de liberté de rotation ou translation entre les deux préfragments.

La quantité p/μ représente alors la vitesse de transition d'états de fission durant un temps infinitésimal pour une valeur donnée de q et l'intégration est réalisée sur l'ensemble des valeurs possibles pour le moment conjugué p . Si l'on dénote ϵ l'énergie d'excitation du système ($\epsilon = E - E_{12}^0 - V(q) - k$), alors l'énergie d'excitation maximale du système sera notée ϵ_{12} et sera égale à $E - E_{12}^0 - V(q_{12})$ où q_{12} sera la valeur de q associée à $k=0$. On obtient alors en réalisant un développement limité du logarithme de la densité d'états autour de ϵ_{12} :

$$v_{A_1, A_2}(E) = \frac{1}{h} \int_0^{\epsilon_{12}} d\epsilon \rho_{12}(\epsilon) \cong \frac{1}{h} \rho_{12}(\epsilon_{12}) \tau_{12}$$

La température interne τ_{12} du système est donnée par l'inverse de $d \ln \rho_{12}(\epsilon) / d\epsilon$. Si $\rho(\epsilon_0)$ représente la densité totale d'états du système à l'énergie ϵ_0 ($\epsilon_0 = E - E_{12}^0$), on peut déterminer le temps t_{12} associé à la fission du système par :

$$t_{12} = \frac{\rho(\epsilon_0)}{v_{A_1 A_2}(\epsilon_{12})}$$

ou encore la largeur totale $\Gamma_{A_1, A_2}(E)$ du mode de fission associée à t_{12} :

$$\Gamma_{A_1 A_2}(E) = \frac{\hbar}{t_{12}} = \frac{\rho_{12}(\epsilon_{12})}{\rho(\epsilon_0)} \tau_{12}$$

Bien sûr, ce traitement est réducteur car il ne considère qu'un degré de liberté sans tenir aucun compte d'autres degrés de liberté dynamiques par exemple; cela revient à considérer que les autres degrés de liberté se maintiennent mutuellement en équilibre statistique jusqu'au point de transition pour lequel ils sont alors gelés.

Cependant, cette approche simple de la fission a l'avantage d'être applicable et valable pour toutes sortes de fission, depuis la fission symétrique jusqu'à l'évaporation de particules légères.

β Calcul des densités d'états

Pour évaluer ces quantités, nous avons utilisé la densité d'états donnée dans le cadre du modèle du gaz de Fermi, densité tenant compte de la dépendance en masse du noyau et dont le paramètre densité de niveau a est corrigé (utilisation de $A-1$ plutôt que A) pour tenir compte approximativement de la conservation de l'impulsion et de la position du centre de masse du système (LOPE89) :

$$\rho_A(E) = \frac{k}{\sqrt{A}} e^{2\sqrt{aE}}$$

avec $k = 0,002 \text{ MeV}^{-1}$, $a = (A-1)/8$.

Cette paramétrisation de la densité d'états n'est toutefois pas adaptée aux noyaux fortement excités et doit être prise avec beaucoup de circonspection pour des énergies d'excitation relativement grandes et proches de la limite de stabilité de la matière nucléaire finie ($\approx 8 \text{ MeV/u}$).

Dans le cas du calcul de la densité d'états $\rho_{12}(E)$ du système dinucléaire, on réalise une convolution des densités d'états des deux noyaux en appliquant la conservation de l'énergie d'excitation pour le système :

$$\rho_{12}(A, Z, \epsilon_0) = \int d\epsilon_1 \int d\epsilon_2 \delta(\epsilon_1 + \epsilon_2 - \epsilon_0) \rho_1(A_1, Z_1, \epsilon_1) \rho_2(A_2, Z_2, \epsilon_2)$$

En appliquant l'approximation de la phase stationnaire, on obtient :

$$\rho_{12}(A, Z, \epsilon_0) \equiv \frac{\sqrt{a_1 a_2}}{a_1 + a_2} \sqrt{4\pi\tau_{12}\epsilon_0} \rho_1(A_1, Z_1, \epsilon_1^*) \rho_2(A_2, Z_2, \epsilon_2^*)$$

où l'énergie d'excitation des fragments est donnée dans le rapport des paramètres densités de niveau ($\epsilon_i^* = \epsilon_0 a_i / (a_1 + a_2)$ pour $i = 1, 2$) et la température associée à la configuration est déterminée par $\epsilon_0 = (a_1 + a_2) \tau_{12}^2$.

γ Calcul des barrières de fission

Dans les formules ci-dessus, nous avons vu le rôle important joué par les énergies d'excitation du système et des noyaux au point de selle. Or on détermine ces énergies par la donnée de l'énergie d'excitation initiale du noyau composé mais également par la connaissance de la barrière de fission au point de selle ($V(q_{12})$).

Il existe un grand nombre de paramétrisations de barrières de fission capables de reproduire plus ou moins correctement les données expérimentales (dans le cadre de modèle de la goutte liquide, SIER85, tenant compte de la portée finie de l'interaction nucléaire, KRAP79, LUKA91). Nous utiliserons ici une paramétrisation développée dans le cadre général du modèle de la goutte liquide à température finie (ROYE86), permettant ainsi de prendre en compte la modification des valeurs des barrières avec la température du noyau fissionnant.

Le modèle de la goutte liquide à température finie nous fournit une expression de la barrière de fission entre deux noyaux en tenant compte des effets de proximité des fragments. Nous définissons pour cela le rayon du noyau composé fissionnant par :

$$R_0 = 1,28 A^{1/3} - 0,76 + 0,8 A^{-1/3}$$

La détermination de la barrière de fission va uniquement tenir compte de la balance entre l'énergie de surface E_s , l'énergie coulombienne E_c et l'énergie de proximité E_{prox} .

Ces énergies de surface et coulombienne s'écrivent :

$$E_s = a_s (1 - 2,6I^2) A^{2/3} B_s$$

$$E_c = \frac{3}{5} e^2 Z^2 B_c / R_0$$

où B_c et B_s sont les fonctions de forme (relativement à la forme sphérique) qui sont égales, pour 2 fragments séparés, à la somme des énergies de surface ramenée à

l'énergie de surface du noyau initial supposé sphérique pour B_s et à la somme des énergies self-coulombiennes et coulombiennes entre fragments pour B_c ramenée à l'énergie self-coulombienne du noyau initial sphérique pour B_c . I est le coefficient d'asymétrie de charge ($I = (N-Z)/A$) et a_s est le coefficient d'énergie de surface.

Lorsque que les fragments sont complètement séparés, l'énergie de surface reste constante et seules les forces de proximité jouent un rôle dans le processus de séparation. Ces forces tiennent compte de la portée réduite de l'interaction nucléaire et on peut écrire (BLOC77, ROYE85) :

$$E_{\text{prox}} = \frac{a_s}{1,5} (1 - 2,6I^2) \int \phi(D/b)h \, dh$$

L'intégration est faite dans le plan perpendiculaire à l'axe joignant les centres des deux noyaux (h) et D est la distance entre les deux surfaces en regard (cf fig IV.1).

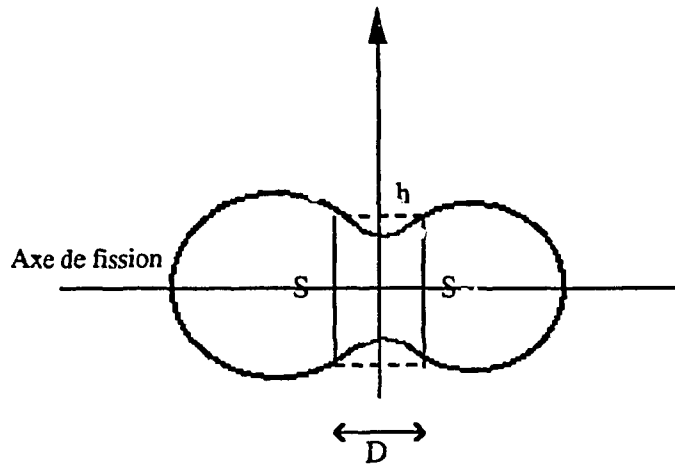


Fig IV.1 : définition des variables de proximité.

La fonctionnelle Φ est déterminée de manière à reproduire correctement les données des barrières de fission et fusion connues (HADD93) et conduit à des valeurs proches de ce qui est obtenu avec d'autres paramétrisations (SWIA88, LUKA91) :

$$\begin{aligned} \Phi(s) &= 0,1889s^2 - 1 & 0 \leq s \leq 1,23 \\ \Phi(s) &= -0,135 - 0,1881\zeta - 0,1581\zeta^2 - 0,1207\zeta^3 + 0,02055\zeta^4 & 1,23 \leq s \leq 2,74 \\ \Phi(s) &= -6,145 e^{-s/1,7416} & s \geq 2,74 \end{aligned}$$

avec $\zeta = 2,74 - s$

où $s = D/b$, b étant l'"épaisseur" de la surface nucléaire.

Les dépendances en température du coefficient a_s , du rayon R_0 et de l'épaisseur b de la surface nucléaire sont données par :

$$a_s = 17,9439 \left(1 + \frac{3T}{34} \right) \left(1 - \frac{T}{17} \right)^{3/2}$$

$$R_0 = R_0(T=0) (1 + 0,0007 T^2)$$

$$b = 0,99 (1 + 0,009 T^2)$$

Il est alors possible de définir l'énergie potentielle d'interaction entre plusieurs fragments en tenant compte des énergies d'interactions entre les fragments pris deux à deux (LOPE89); la paramétrisation en fonction de la température finie du système autorise, ou du moins permet de faciliter, l'émergence de la production de fragments lourds pour des énergies d'excitation du système relativement élevée, ce que des modèles comme GEMINI (CHAR88, CHAR90) ne peuvent reproduire correctement, au moins pour les systèmes relativement lourds ($A > 200$).

3 Modèle de multifragmentation (LOPE89, LOPE90).

L'originalité du modèle de multifragmentation réside dans le fait qu'il fait appel à une extension du formalisme utilisé dans le modèle de fission binaire séquentielle; en effet, J. LOPEZ et J. A. RANDRUP (LOPE89, LOPE90) ont développé dans le cadre de la méthode de l'état transitoire une théorie de la multifragmentation en décrivant de manière analogue, par la donnée d'un courant de transition d'états, l'évolution du système vers la cassure. La notion de point de selle sera donc utilisée ici et permettra de déterminer complètement les caractéristiques du système avant la cassure.

a Calcul des probabilités de fragmentation

Quand le système composé se casse en plusieurs fragments, la donnée d'un seul degré de liberté de fission n'est pas satisfaisante pour décrire l'évolution du système. D'autre part, l'hypothèse de considérer le blocage de tous les degrés de liberté collectifs du système simultanément apparaît plus difficile à justifier. Cependant, nous allons par la suite utiliser le traitement par transition d'états qui présente l'avantage d'être simple à généraliser au cas de cassure multiple en fragments (LOPE89) et pourra donner des informations intéressantes sur les grandes lignes de tels mécanismes de désexcitation.

Pour cela, nous serons dans l'obligation de définir un degré de liberté de fission généralisé q qui prendra en compte les degrés de liberté du système intervenant de manière importante dans le processus. P sera le moment conjugué et mesurera en quelque sorte le flot du système en termes de vitesses. Le poids statistique d'une partition particulière en N fragments (A_1, A_2, \dots, A_N) sera calculé en effectuant la sommation sur tous les états de multifragmentation compatibles avec ces valeurs et en respectant la conservation de la masse, énergie, impulsion totale. La conservation du moment angulaire a été également prise en compte sans compliquer le formalisme.

La largeur associée $\Gamma_{A_1 \dots A_N}$ peut alors être calculée en utilisant le même formalisme que la fission, par détermination du courant de probabilité au point de transition. L'expression obtenue pour $\Gamma_{A_1 \dots A_N}$ impliquera une moyenne sur les positions relatives des N préfragments et devra être déterminée par un échantillonnage numérique type Metropolis (METR53), ceci étant motivé par la dépendance complexe de l'énergie potentielle en fonction de la position relative des préfragments et le nombre important de configurations permises. Nous abordons d'ailleurs ce point dans l'annexe 4.

α Définition de la coordonnée q du système.

Pour un mode de fragmentation donné F , on définit la variable de désassemblage q du système (degré de liberté généralisé) par :

$$q_F^2 = \frac{1}{m_0} \sum_{n=1}^N m_n r_n^2$$

Le moment conjugué de q s'écrit alors :

$$p_F = \frac{1}{q_F} \sum_{n=1}^N \vec{p}_n \cdot \vec{r}_n$$

Ces variables représentent la position et l'impulsion radiale dans l'hyperespace des configurations. q_F est relié à l'extension radiale moyenne du système se fragmentant et p_F est une mesure du flot radial d'impulsion. Ces deux variables conjuguées vont permettre, de même manière que dans le formalisme de l'état transitoire, de décrire le système de manière globale à l'aide de deux degrés de liberté *incluant* les autres éventuels degrés de liberté du système; les probabilités de transition d'un état vers un autre seront alors calculées en moyennant sur les *positions relatives* des fragments (LOPE89) pour des valeurs de q et p fixées par exemple (c'est en effet un degré de liberté dont on ne tient absolument pas compte dans le calcul des probabilités).

β Courant de transition

Le courant de transition peut être défini comme le nombre d'états de fragmentation F caractérisé par l'énergie totale E par unité de temps. On a alors :

$$v_{A_1 \dots A_N} = h^3 \frac{(2\pi m_0)^2}{\Gamma(\frac{3N-2}{2})} \prod_{n=1}^N \left[\left(\frac{1}{2\pi h^2} \right)^{3/2} \int dr_n \right] \int \frac{dp}{h} \frac{p}{m_0} \int d\epsilon \rho_{1\dots N}(\epsilon) k^{3N/2} \delta(R_F) \delta(q_F - q)$$

La formule porte sur le produit des courants de transition associés à chacun des préfragments corrigée du volume total offert au système dans l'espace des phases (hypersphère à $3N$ dimensions moins la conservation de l'énergie totale, de l'impulsion, de la masse et de la position du centre de masse, ce qui enlève 4 dimensions). L'intégration sur k peut être interchangée avec celle sur ϵ car $k=p^2/2m_0$ et calculée analytiquement. L'intégration sur les positions r_n des préfragments peut être remplacée par une *moyenne* sur les positions relatives de ceux-ci (LOPE89) et s'écrit :

$$v_{A_1 \dots A_N}(E) = \frac{\sqrt{4\pi}}{\Gamma(\frac{3N-3}{2}) \Gamma(\frac{3N-1}{2})} \left\langle \left(\frac{m_0 q_{1\dots N}^2}{2h^2} \right)^{\frac{3N-2}{2}} \int_0^{\epsilon_{1\dots N}} d\epsilon \rho_{1\dots N}(\epsilon) (\epsilon_{1\dots N} - \epsilon)^{\frac{3N-2}{2}} \right\rangle$$

en appliquant le développement du logarithme de la densité d'états $\rho_{1\dots N}(E)$ autour de l'énergie maximale d'excitation $\epsilon_{1\dots N} = E - E_{1\dots N} - V(q_{1\dots N})$ (lorsque $k = 0$) où $E_{1\dots N}$ est la somme des énergies des niveaux fondamentaux des fragments, $V(q_{1\dots N})$ est l'énergie potentielle de fragmentation associée à la coordonnée $q_{1\dots N}$, on obtient :

$$v_{A_1 \dots A_N}(E) \equiv \frac{\sqrt{4\pi}}{\Gamma(\frac{3N-3}{2})} \left\langle \left(\frac{m_0 q_{1\dots N}^2}{2h^2} \right)^{\frac{3N-2}{2}} \rho_{1\dots N}(\epsilon_{1\dots N}) \bar{\tau} \right\rangle$$

τ représente la température interne la plus probable et est donnée par :

$$\bar{\tau} = \tau_{1\dots N} \left\{ \left(1 + \left[\left(\frac{3N-2}{2} \right) \frac{\tau_{1\dots N}}{2\epsilon_{1\dots N}} \right]^2 \right)^{\frac{1}{2}} - \left(\frac{3N-2}{2} \right) \frac{\tau_{1\dots N}}{2\epsilon_{1\dots N}} \right\}$$

où $\tau_{1\dots N}$ est la température maximale interne et dérive de l'expression $\epsilon_{1\dots N} = a_{1\dots N} \tau_{1\dots N}^2$. $q_{1\dots N}$ est la valeur de q pour laquelle l'énergie potentielle d'interaction $V(q)$ est maximale (barrière de fragmentation) et la moyenne doit être prise sur les positions réduites des fragments (à un facteur d'homothétie k près) contraints à avoir un centre de masse fixe et une extension spatiale donnée q .

γ Calcul de la largeur de fragmentation associée

La détermination de la largeur associée au mode de fragmentation (A_1, \dots, A_N) est alors réalisée en évoquant le formalisme du modèle statistique standard :

$$\Gamma_{A_1 \dots A_N}(E) = h \frac{v_{A_1 \dots A_N}(E)}{\rho(A, E)}$$

soit :

$$\Gamma_{A_1 \dots A_N}(E) = \frac{\sqrt{4\pi}}{\rho(A, E) \Gamma\left(\frac{3N-2}{2}\right)} \left(\left(\frac{m_0 q_{1..N}^2}{2h^2} \right)^{\frac{3N-2}{2}} \rho_{1..N}(\epsilon_{1..N}) \bar{\tau} \right)$$

Si l'on désire calculer la largeur totale $\Gamma_A^N(E)$ du mode de fragmentation du noyau A, possédant l'énergie totale E en N préfragments, il suffit de sommer les largeurs $\Gamma_{A_1 \dots A_N}$ sur toutes les partitions conduisant à ce mode de fragmentation :

$$\Gamma_A^N(E) = \frac{1}{N!} \prod_{n=1}^N \left[\sum_{A_n} \right] \delta \left[\left(\sum_{n=1}^N A_n - A \right) \right] \Gamma_{A_1 \dots A_N}(E)$$

Le facteur $1/N!$ permet d'éviter de compter plusieurs fois les partitions conduisant à la même partition (préfragments indiscernables).

La figure IV.2 ci-dessous donne l'évolution en fonction de l'énergie d'excitation initiale des largeurs associées à mode de fragmentation symétrique en 2,3,4 et 5 corps pour un noyau de masse A=120 (extrait de la référence LOPE89) :

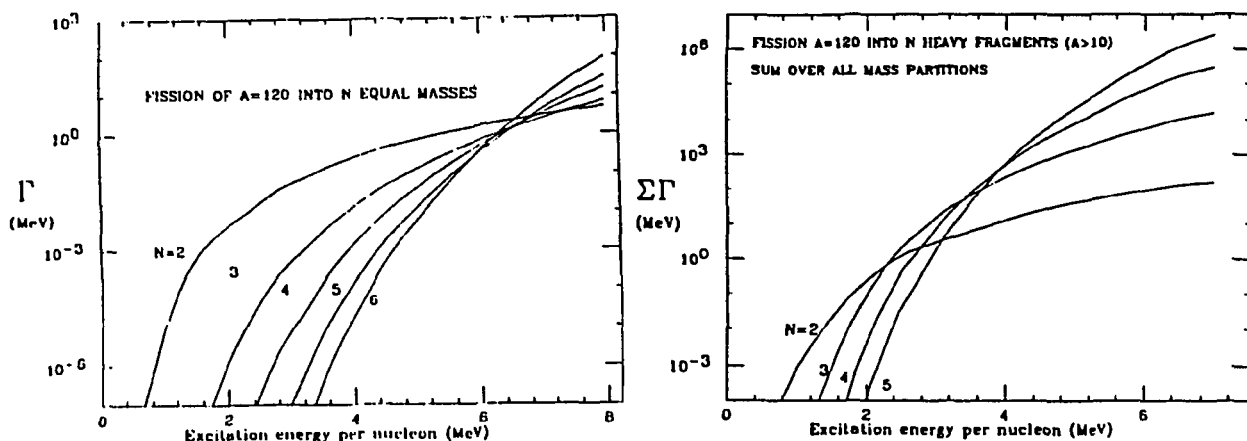


Fig IV.2 : Largeur totale de fragmentation symétrique en N corps pour A=120 (LOPE89)

On observe bien, que pour les énergies d'excitation inférieure à 3 MeV/u, c'est le mode de fission qui constitue la majorité des événements produits alors qu'on observe l'émergence de mode de production multiple de fragments supérieur ou égal à 3 pour des énergies d'excitation plus grandes. Ceci est parfaitement compatible avec les résultats expérimentaux (BIZA93) obtenus pour Ar+Au à 60 MeV/u. On note également une énergie *critique* de l'ordre de 5 MeV/u où les probabilités associées aux différentes partitions sont pratiquement égales.

4 Prédiction des modèles.

a Paramètres d'entrée.

Les modèles utilisés ne permettent pas d'avoir accès à un échantillonnage de la voie d'entrée; en effet, il s'avère souvent difficile de définir une systématique concernant la formation d'un noyau composé de fusion incomplète pour une grande gamme de systèmes et d'énergies incidentes. Il existe bien sûr des modèles utilisant une telle procédure. Ils se fondent soit sur des expériences déjà réalisées pour lesquelles on a pu dégager des paramétrisations concernant la formation d'une ou plusieurs sources excités (FREESCO, EUGENE, GEMINI,..) soit sur des calculs de type microscopiques (LVUU, BUU (GREG87, SEBI88, SURA89) ou plus récemment QMD (AICH92)) dans lequel on détermine l'évolution de la fonction de distribution à 1 corps du système en prenant en compte et les effets du champ moyen du système et les collisions entre nucléons (dans le cas de QMD, la corrélation à plusieurs corps est prise explicitement en compte). Il n'est pas dans le cadre de cette étude d'utiliser une telle méthodologie; nous nous contenterons de choisir une gamme de conditions initiales pour le système, en effectuant l'hypothèse classique qui consiste à découpler la voie d'entrée et la formation du système composite excité, de la voie de sortie et la description de la désexcitation de ce système car nous avons vu dans le chapitre précédent que nous pouvions isoler, pour les collisions les plus centrales, une source unique dont les caractéristiques ont pu être déterminées.

Le parti-pris a donc été, lors de la mise au point des codes, de privilégier la voie de sortie au détriment de la voie d'entrée. Il est ainsi plus facile d'appliquer les modèles à des systèmes différents et il revient au physicien de déterminer la meilleure ou les meilleures voies d'entrée pour le système étudié; cela autorise une marge de manoeuvre beaucoup plus grande et permet de 'jouer' plus librement avec les modèles.

Les deux modèles réclament donc les caractéristiques du noyau composé de départ, c'est-à-dire sa charge et sa masse, son énergie d'excitation. D'autres paramètres peuvent s'ajouter à cette liste comme le spin ou l'énergie de compression/expansion désirée.

b Influence de la voie d'entrée.

Nous allons dans ce paragraphe nous attacher à décrire qualitativement les réponses des modèles aux paramètres injectés; nous avons vu que les paramètres essentiels des modèles sont la charge et la masse du noyau ainsi que son énergie d'excitation. Nous allons passer en revue le comportement des deux codes lorsque l'on fait varier l'un de ces paramètres. Nous nous ne intéresserons qu'à la désexcitation de noyaux relativement lourd ($A > 150$) car c'est le type de système que nous voulons étudier par la suite.

α Influence de l'énergie d'excitation.

Considérons un noyau de masse et charge données et regardons l'influence sur la voie de sortie (production de fragments et particules légères) de l'énergie d'excitation initiale du noyau. D'après ce qui précède, nous nous attendons à ce que plus l'énergie d'excitation augmente, plus la production de fragments et de particules légères soit grande. La figure IV.3 a, b, c et d donnent les diagrammes de Dalitz pour la production de 3 fragments ($Z > 5$) d'un noyau d'Or ($Z=79$ et $A = 197$). Lorsque l'énergie d'excitation est de l'ordre de 2 MeV/u, on favorise essentiellement la fission symétrique (fig IV.3 a) bien que nous imposions la production de trois fragments dans le modèle (ceci est en fait contourné par le modèle en favorisant la production de deux fragments lourds identiques et un fragment de charge égale au minimum imposé en charge). Pour des énergies supérieures, le système évolue vers le centre de gravité du triangle de Dalitz (fig IV.3 b), ce qui indique une évolution vers une production de fragments de plus en plus identiques jusqu'à arriver à 5 MeV/u à une production de 3 fragments dont les charges sont du même ordre (fig IV.3 c). Si l'on augmente encore l'énergie d'excitation, le système s'éloigne à nouveau de la zone centrale et évolue vers une production de fragments en nombre supérieur; nous assistons pour les énergies supérieures à 5 MeV/u à l'émergence d'événements à 4 corps et plus (fig IV.3 d). Ce comportement semble en accord avec les résultats observés dans plusieurs études (HAMD93, LOUV93).

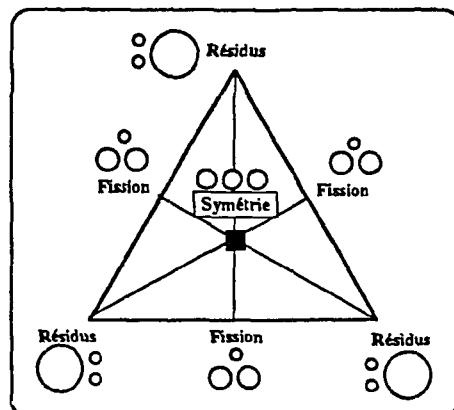
Diagramme de Dalitz

⇒ Corrélations existantes entre trois quantités reliées par : $\lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3 = Cte$

Ici, on prend : $\lambda_i = Z_i / (Z_1 + Z_2 + Z_3)$ pour $i=1,3$

⇒ Permet de visualiser les proportions relatives des classes de triplets

- $\lambda_i = \lambda_j$ avec $i \neq j$, fragments de fission
- $\lambda_i \neq 1$, résidu
- $\lambda_1 = \lambda_2 = \lambda_3$, fragments symétriques



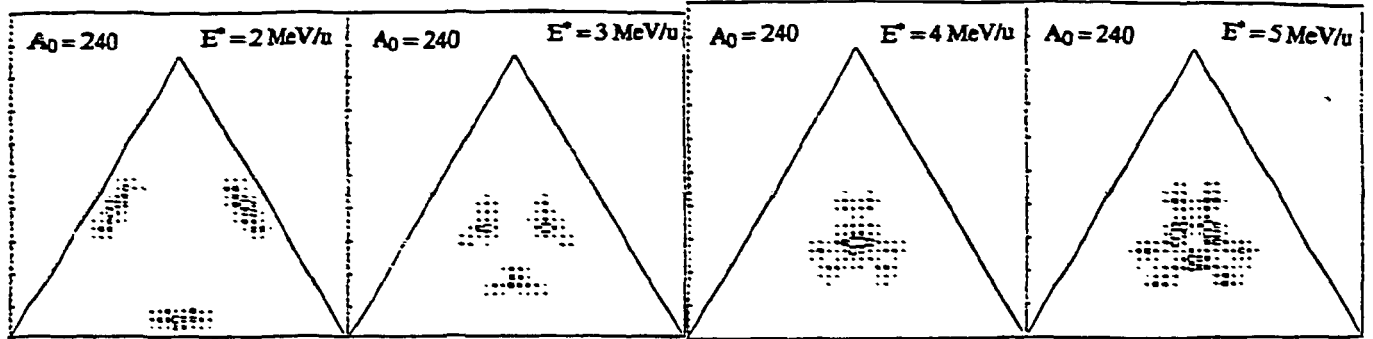
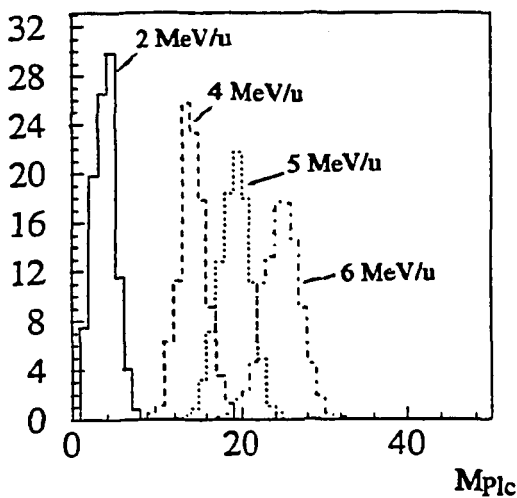


Fig IV.3 a, b, c et d : Diagrammes de Dalitz des charges des fragments produits (3) pour un noyau d'Or à des énergies d'excitation comprises entre 2 et 5 MeV/u.

Parallèlement à ceci, la figure IV.4 a donne l'évolution de la multiplicité de particules légères produites en fonction de l'énergie d'excitation; l'effet de l'augmentation de celle-ci conduit à produire plus de particules légères mais aussi à élargir les distributions comme le montre également la distribution de la somme des charges des fragments (Z_{bound} , fig IV.4 b). On peut noter que pour les énergies d'excitation supérieures approximativement à 6 MeV/u, il devient, compte tenu des caractéristiques du dispositif expérimental (seuil de détection des fragments pour des charges supérieures à 6) et du mode de déclenchement (fragments) durant l'expérience, difficile d'observer des événements dans lesquels on a formé une source aussi excitée; ceci peut expliquer les énergies d'excitation relativement modestes déduites des données.

Coups



Coups

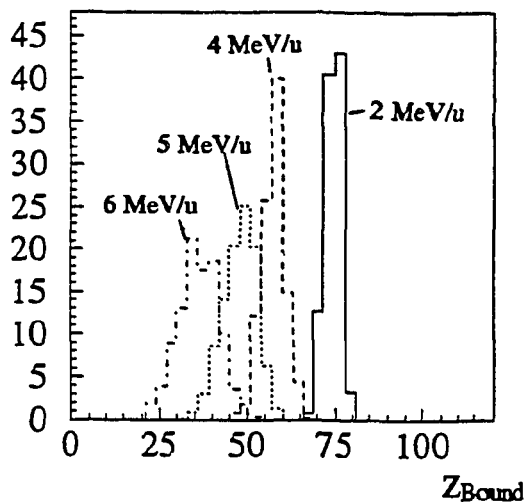


Fig IV.4 a et b : Distribution des multiplicités de particules légères et de la somme des charges des fragments (Z_{bound}) pour 3 fragments issu d'un noyau d'Or à 2,4,5 et 6 MeV/u.

β Influence de la taille du système.

La taille du système est le second paramètre nécessaire à tout modèle statistique; il est la plupart du temps déduit des données expérimentales; on notera que si la détermination des énergies d'excitation disponible pour le système composite peut être relativement difficile à estimer, il s'avère que la taille du système est souvent plus aisée à déterminer à partir par exemple des taux de transfert de moment linéaire ou des particules de pré-équilibre par exemple; nous ne présenterons donc pas ici d'évolution en fonction de la taille du noyau initial des caractéristiques de base des fragments produits car il est clair que le domaine nous intéressant se situe pour des systèmes lourds dont le nombre de nucléons dépassent les 220; pour ce type de système, la dépendance en masse sur les distributions de charge des fragments ou des particules légères est suffisamment faible pour être considérée comme effet du second ordre (relativement à l'énergie d'excitation du système).

II COMPARAISON ENTRE LES MODÈLES ET LES DONNÉES.

1 Préliminaire.

Avant de regarder en détail les résultats, il convient de rappeler les conclusions du chapitre III en ce qui concernent les collisions à faible paramètre d'impact. Nous avons établi, grâce à une analyse de type globale, que le système Kr + Au à 60 MeV/u forme un système composite fortement excité dont les caractéristiques, tirées des analyses sur les particules légères chargées, correspondent à un noyau de 220-240 nucléons correspondant à un mécanisme de transfert d'environ la moitié des nucléons du projectile. Ces résultats concernent bien sûr la plus grande partie de la section efficace de réaction centrale mesurable à l'aide de notre dispositif expérimental; il n'est pas exclu de trouver des événements qui ne correspondent pas à un tel mécanisme (en faible proportion relative toutefois).

Dans ce paragraphe, nous allons nous attacher à décrire quels sont les mécanismes de désexcitation ouverts à ce système excité et quels sont les modes de production des fragments détectés. Nous chercherons également, à l'aide des modèles maintenant, une justification *ad hoc* des caractéristiques du système formé.

2 Energie d'excitation, du système composite, phénoménologie.

a Validité du transfert massif.

Les paramètres pris dans les modèles pour la confrontation directe des caractéristiques des événements issus d'une part des simulations et d'autre part de l'expérience seront ajustés sur la voie d'entrée *moyenne* déterminée par l'analyse du chapitre III et rappelés dans le préliminaire. Reste à déterminer l'énergie d'excitation du système composite mis en évidence par l'analyse des données en collisions centrales. En effet, l'étude entreprise n'a pas permis d'extraire d'informations concernant l'énergie d'excitation (notamment avec les particules légères), si ce n'est la valeur trouvée par l'hypothèse du transfert massif et conduisant à une énergie d'excitation de l'ordre de 8 MeV/u; cette énergie, comparable à l'énergie de liaison du noyau, est trop *élevée* et conduirait à des produits de réaction dont les charges seraient trop faibles (*explosion* du système). Nous avons alors décidé de choisir une autre méthode pour déterminer cette énergie.

b Relation entre Z_{bound} et l'énergie d'excitation.

Une estimation indirecte de l'énergie d'excitation peut être apportée par la somme des charges des fragments ou la multiplicité de particules légères associées; la figure IV.5 donne l'évolution, dans le cadre des deux modèles utilisés, de la somme des charges des fragments (Z_{bound} , fig IV.5 a) ainsi que la multiplicité de particules légères chargées (M_{PLC} , fig IV.5 b) en fonction de l'énergie d'excitation du système (les événements ont été filtrés, cf annexe 5).

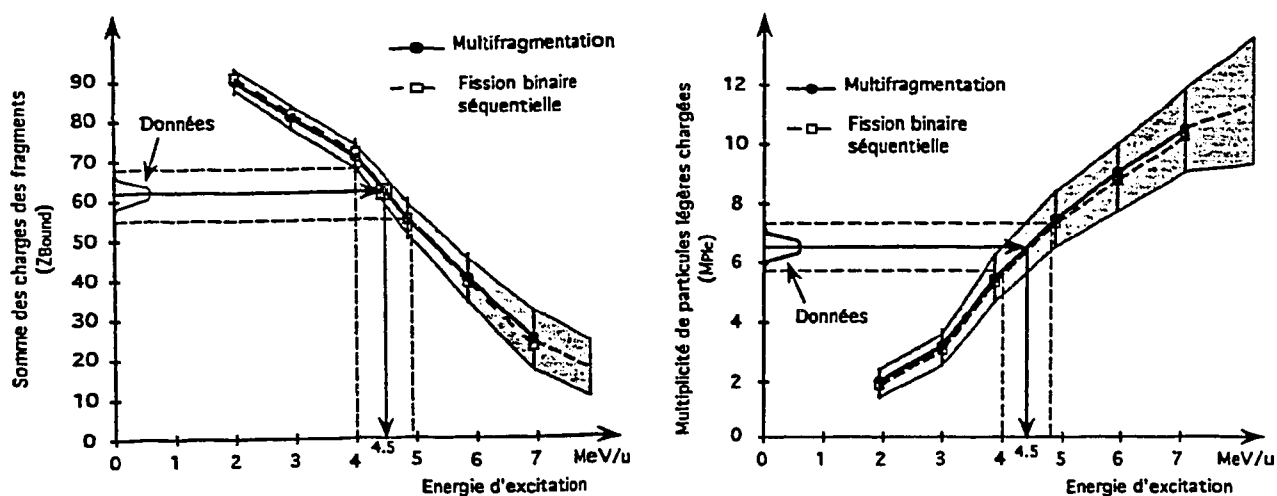


Fig IV.5 a et b : Evolution de la somme des charges des fragments (Z_{bound}) et de la multiplicité de particules légères chargées (M_{PLc}) en fonction de l'énergie d'excitation du système composite ($A_0 = 240$).

L'évolution de Z_{bound} avec l'énergie d'excitation est quasiment monotone et permet de définir une *bijection* entre cette observable et l'énergie d'excitation initiale du système composite. Il suffit alors d'essayer d'adapter l'énergie d'excitation demandée par les deux modèles en fonction des données expérimentales en ce qui concerne la somme charges des fragments. Ceci a été fait et nous avons ainsi trouvé le *meilleur accord* entre les données et les modèles pour une *énergie d'excitation de l'ordre de 5 MeV/u.* La figure IV.6 donne les distributions en Z_{bound} obtenues avec les modèles de multifragmentation et de fission binaire séquentielle comparées aux données extraites des collisions centrales du système Kr+Au à 60 A.MeV. On observera l'accord plus que satisfaisant obtenu *quelle que soit la multiplicité de fragments demandée* pour chacun des deux modèles.

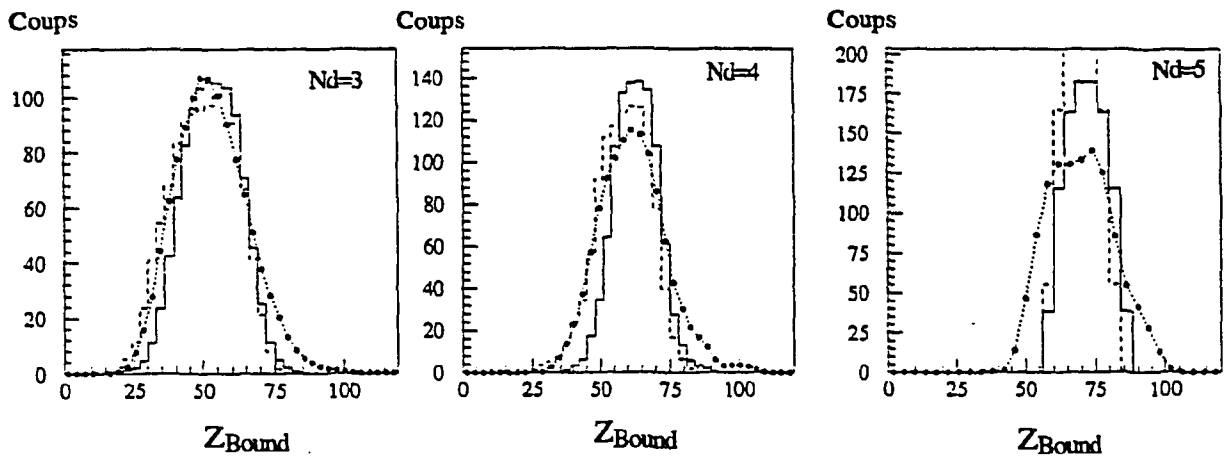


Fig IV.6: Distribution en Z_{Bound} des fragments pour le modèle de multifragmentation (traits pleins), le modèle séquentiel (traits pointillés) et les données (points) pour $N_d=3, 4$ et 5.

Il est également intéressant de noter qu'il semble que la distribution en Z_{bound} ne soit sensible qu'à l'énergie d'excitation et pas au *mode de production* des fragments (dans le cadre de modèles statistiques) puisque les deux modèles donnent un accord similaire pour la *même* énergie d'excitation.

3 Comparaison concernant les fragments.

a Comparaison sur les observables de base.

Il est primordial de commencer par regarder quelle est la réponse des deux modèles en ce qui concerne les distributions *intégrées* de charge pour les fragments et les particules légères. La figure IV.7 montre les distributions de charge des fragments pour les deux modèles comparées à celle observée pour les données par type de déclenchement ($N_d=3, 4$ et 5).

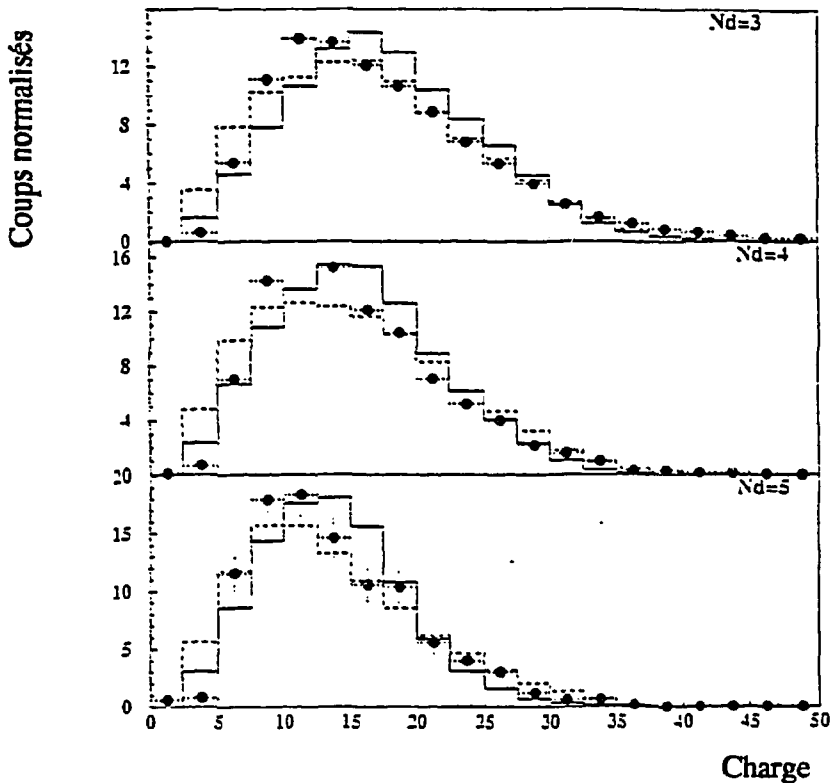


Fig IV.7 : Distributions élémentaires de charges des fragments donnée par le modèle de multifragmentation (trait plein), le modèle séquentiel (trait pointillé) et les données (points) pour $N_d=3, 4$ et 5 .

On observe un bon accord avec les données pour les deux modèles, tant en valeur la plus probable, autour de $Z = 15$, qu'en dynamique de courbe (on atteint des charges maximales de 30). Si nous avons pris une énergie d'excitation plus grande, il aurait alors été impossible de reproduire ces distributions de charge.

Cependant , il apparaît, à ce point de la confrontation, que si les modèles reproduisent correctement les observables de base, il n'est pas possible de différencier

les mécanismes de production. C'est pour cela qu'il est nécessaire de s'intéresser à des observables plus sensibles aux mécanismes de production des fragments.

b Corrélations spatiales, contraintes coulombiennes.

Pour tenter de trancher sur le mécanisme prépondérant de désexcitation du noyau excité que l'on a pu former, il est important de choisir des observables permettant une discrimination maximale entre la fission binaire séquentielle et la multifragmentation simultanée; d'un point de vue général, il est clair que les deux hypothèses diffèrent par le fait que dans l'une, la fission binaire séquentielle (temps infini), on considère qu'il n'existe *aucune* corrélation entre deux fragments provenant d'une cassure différente, alors que l'autre hypothèse autorise une corrélation *maximale* entre ces mêmes fragments; il apparaît alors naturel que des observables mesurant ces corrélations spatiales comme les vitesses relatives et angles relatifs entre fragments seront particulièrement adaptées (LOPE88, LOUV93). En ce qui concerne les angles relatifs, il convient cependant de se placer dans le référentiel adéquat; ceux-ci sont donc calculés dans le repère du centre de masse des fragments détectés, repère déterminé à partir de la vitesse de recul déterminée événement par événement.

Les figures IV.8 a et 8 b donnent les distributions de vitesses relatives et angles relatifs entre fragments par type de déclenchement; seul le modèle simultanée est capable de décrire les distributions. La différence fondamentale entre les deux modèles apparaît d'ailleurs clairement ici.

Dans le cas du modèle séquentiel, il est possible d'obtenir des fragments avec des faibles vitesses relatives et angles relatifs car il peut n'exister aucune corrélation entre eux.

Dans le modèle simultanée, les corrélations coulombiennes entre fragments interdisent un tel comportement. En d'autres termes, dans le modèle séquentiel, toutes les régions de l'espace des phases accessibles au système sont possibles alors qu'il existe des régions interdites dans le modèle simultanée.

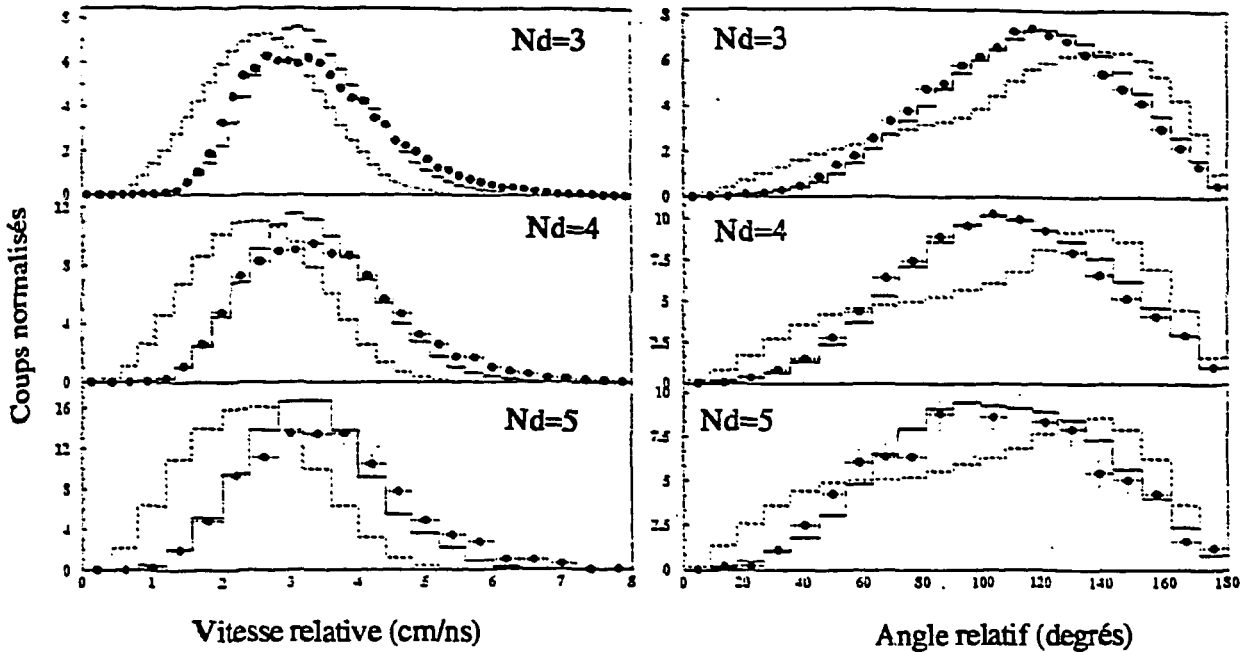


Fig II.8 a et 8.b : Distributions en vitesses relatives (a) et angles relatifs (b) pour le modèle simultané (traits pleins), le modèle séquentiel (traits pointillés) et les données (points) pour $Nd=3, 4$ et 5 .

Comparaison à l'aide des fonctions de corrélations.

Afin d'essayer de s'affranchir des contraintes induites par le dispositif expérimental, il peut être intéressant de reprendre la comparaison sur les vitesses relatives et angles relatifs en terme de fonctions de corrélation (TROCK87, GEN91b, LOUV93). En effet, l'intérêt de cette fonction est de faire appel à des événements décorrélés, c'est-à-dire non-physiques, et de comparer les distributions des événements physiques (corrélés) à celles des événements qui ne le sont pas; on a ainsi accès à des régions *interdites physiquement* et autorise de ce fait une comparaison directe sur la gamme la plus grande possible pour l'observable considérée.

On construit ainsi la fonction de corrélation $R(x)$ dont les valeurs positives ou négatives (par définition, on a : $-1 \leq R(x) \leq 1$, cf GEN91b) permettront d'apprécier le

caractère physique (autorisé $\Rightarrow R(x) > 0$) ou au contraire non-physique (interdit $\Rightarrow R(x) < 0$) d'une région de vitesses relatives et d'angles relatifs en l'occurrence.

Les résultats sont visibles sur les figures IV.9 a et b; on remarque que pour le modèle séquentiel, la fonction de corrélation autorise toute la gamme des angles relatifs (distribution plate) alors que le modèle simultané interdit les faibles et dans une moindre mesure les grandes valeurs d'angles relatifs.

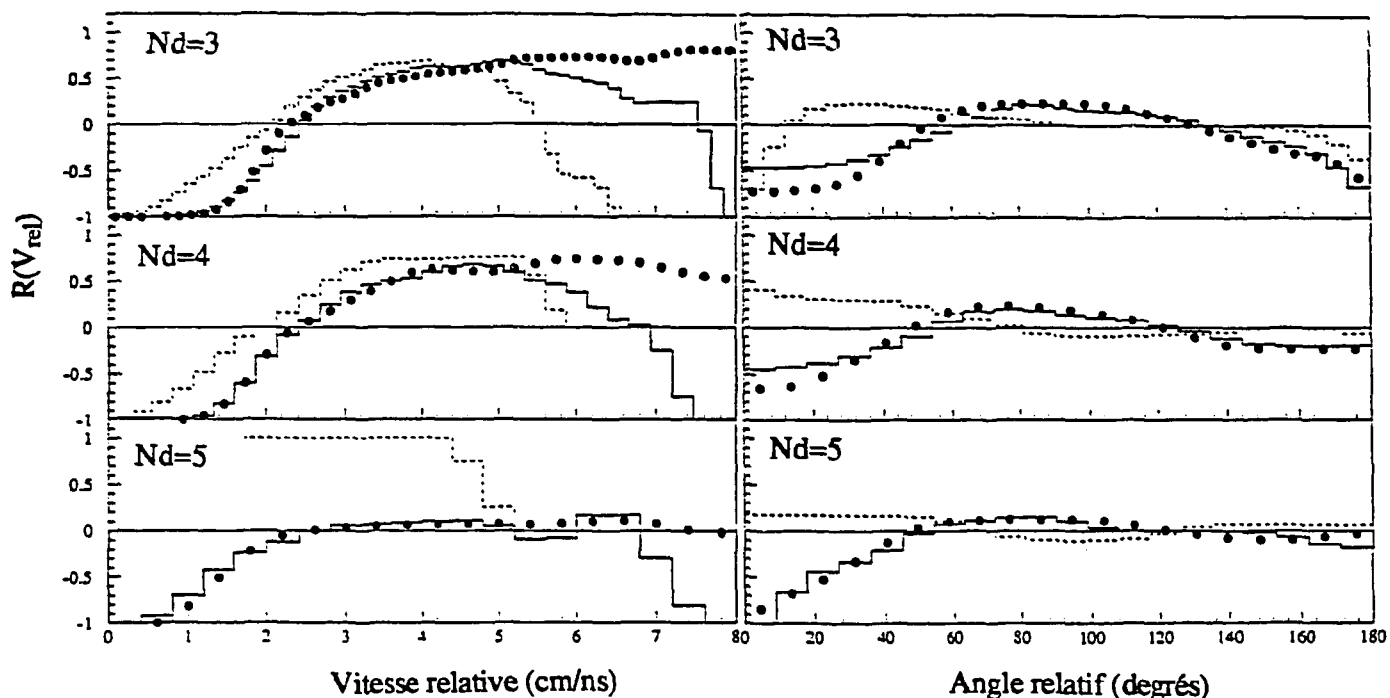


Fig IV.9 a et b : distributions des fonctions de corrélations en vitesses relatives (a) et angles relatifs (b) entre fragments pour le modèle simultané (traits pleins), le modèle séquentiel (traits pointillés) et les données (points) pour $N_d=3, 4$ et 5 .

En conclusion, on peut affirmer à l'aide de ces résultats concernant les corrélations entre fragments qu'on a affaire à un mécanisme simultané de production. Cette conclusion déborde d'ailleurs le cadre de la validité des deux modèles; il est clair que tout modèle simultané *doit* prédire un tel comportement corrélatif entre fragments car cet effet est dû complètement aux interactions d'origine coulombienne lors de la production .

c Comparaison sur les variables cinématiques Centre de Masse.

Afin d'essayer de caractériser plus finement le mécanisme de production des fragments, il est utile de comparer des observables événementielles, calculées dans le centre de masse du système composite; nous allons pour cela utiliser les variables globales de forme telles que le rapport d'isotropie ou l'impulsion moyenne transverse (cf chap. III).

Les variables calculées événement par événement dans le repère du centre de masse détecté sont évidemment sensibles à la détermination de celui-ci; c'est en effet la vitesse de recul qui permet de calculer, par une transformation galiléenne simple, les vitesses correspondantes dans le centre de masse (cf chap. II). En ce qui concerne les modèles, ne disposant pas de voie d'entrée, il a fallu ajuster les vitesses des produits de la simulation de manière à reproduire les distributions de vitesse de recul. C'est ainsi que la vitesse du centre de masse est choisie, événement par événement, de manière aléatoire, en tirant sur une gaussienne de valeur moyenne et d'écart-type déterminée par les données pour les collisions centrales (à savoir de 1,6 à 1,8 cm/ns suivant la multiplicité de fragments détectés et un écart-type de 0,6 cm/ns). Cette technique permet, pour les événements simulés, de se trouver dans des conditions cinématiques proches des événements centraux (fig IV.10).

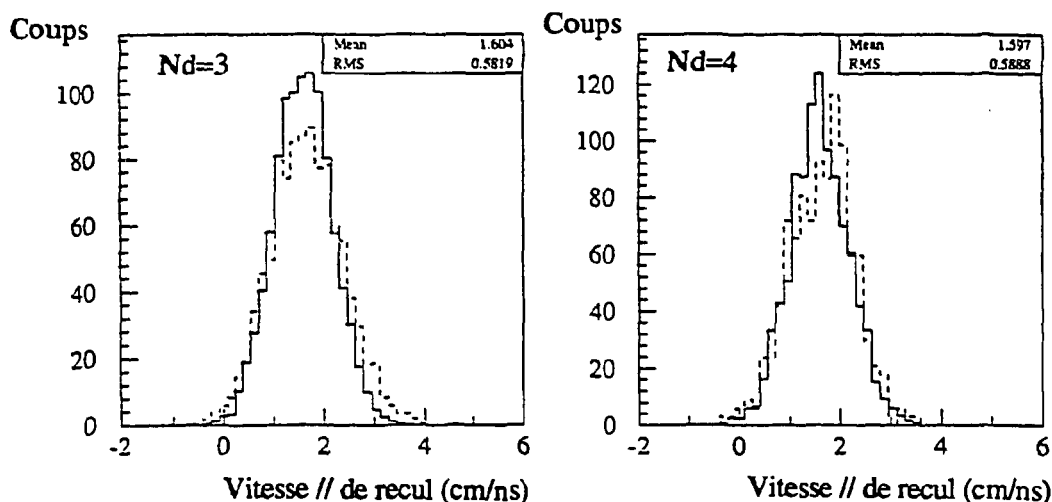


Fig IV.10 : Distribution des vitesses de recul recalculées (après filtrage) pour les modèles (traits pleins) et des données centrales pour $Nd=4$.

L'effet du filtre sur la détermination des vitesses de recul est visible sur la figure IV.10; celui-ci conserve la valeur moyenne et élargit légèrement la distribution, cet effet étant plus net pour $Nd=3$ que pour les déclenchements fragments supérieurs.

Les distributions en impulsion transverse moyenne par nucléon (cf annexe 2) sont données par la figure IV.11; le modèle séquentiel ne permet pas de reproduire les grandes valeurs d'impulsion alors que le modèle simultané autorise de valeurs correspondant aux données.

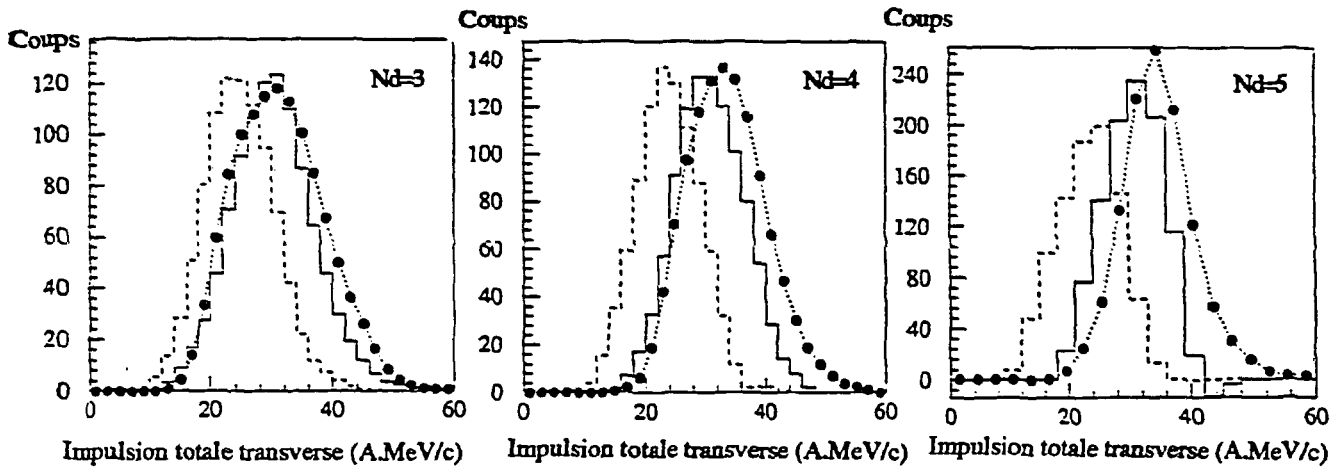


Fig II.11 : Distribution des impulsions transverses moyennes (en A.MeV/c) donnée par le modèle simultané (traits pleins), le modèle séquentiel (traits pointillés) et les données (points) pour $Nd=3,4$ et 5.

On remarquera que l'on observe aucune déviation importante entre les prédictions du modèle simultané et les données. Le modèle séquentiel ne peut reproduire en valeur moyenne la distribution contrairement au modèle de multifragmentation; en effet, l'impulsion moyenne transverse mesure le flux d'impulsion et donc d'énergie dans le plan transverse. On comprend alors facilement que le modèle séquentiel, ne prenant pas en compte les corrélations (coulombiennes) entre fragments issus de cassures différentes, autorisera des énergies cinétiques pour ceux-ci plus faibles que dans le cas du modèle simultané où tous les fragments se voient et interagissent.

Le rapport d'isotropie, défini comme le rapport entre les composantes perpendiculaire et parallèle de l'impulsion totale des fragments, permet de caractériser la forme d'une distribution d'événement. Les distributions obtenues avec les simulations et les rapports calculés pour les événements centraux sont présentés sur la figure IV.12.

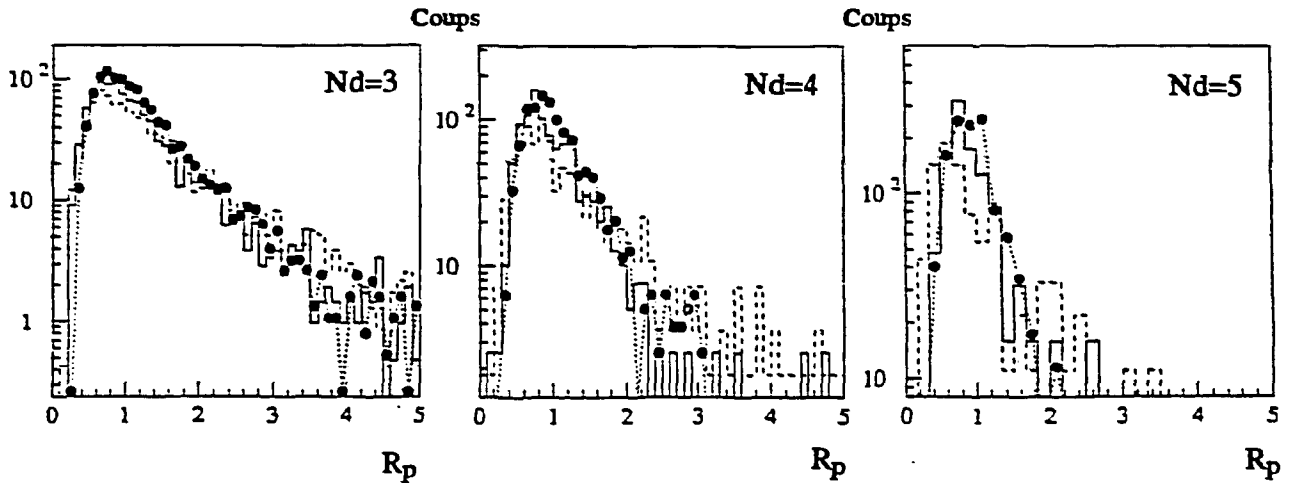


Fig IV.12 : Distribution des rapports d'isotopie R_p obtenues avec le modèle simultané (traits pleins), le modèle séquentiel (traits pointillés) et les données (points) pour $Nd=3,4$ et $5..$

Il est intéressant de voir, que la discrimination entre les deux modèles n'est pas franche. Les distributions des événements simulés semblent en accord avec les données; il faut se rappeler que celles-ci sont générées à partir de distributions isotropes de fragments dans le centre de masse du système composite. La valeur moyenne de ces distributions se situe autour de 0,8 et la pente T reflète les erreurs commises sur la détermination du centre de masse vrai du système (une distribution isotrope de fragments en grand nombre serait associée à un R_p strictement égal à 1) mais aussi les effets de faible multiplicité de fragments détectés (BOND90). Il est cependant intéressant de noter que, là encore, on ne peut affirmer qu'il existe en nombre appréciable dans les réactions étudiées, d'événements dont les formes dans l'espace des impulsions s'écarteraient de la forme sphérique.

Les cartes IV.13 a, b et c donnent d'ailleurs les corrélations entre les composantes perpendiculaire et parallèle de la vitesse d'un fragment calculée dans le repère lié à l'ellipsoïde E (cf chap. III et annexe 4) dont l'origine coïncide avec la vitesse du centre de masse calculé à partir de la vitesse de recul. On ne met pas en évidence (figure IV.13 c) de dissymétrie au niveau du plan perpendiculaire comme pourrait le provoquer des formes prolates ou oblates.

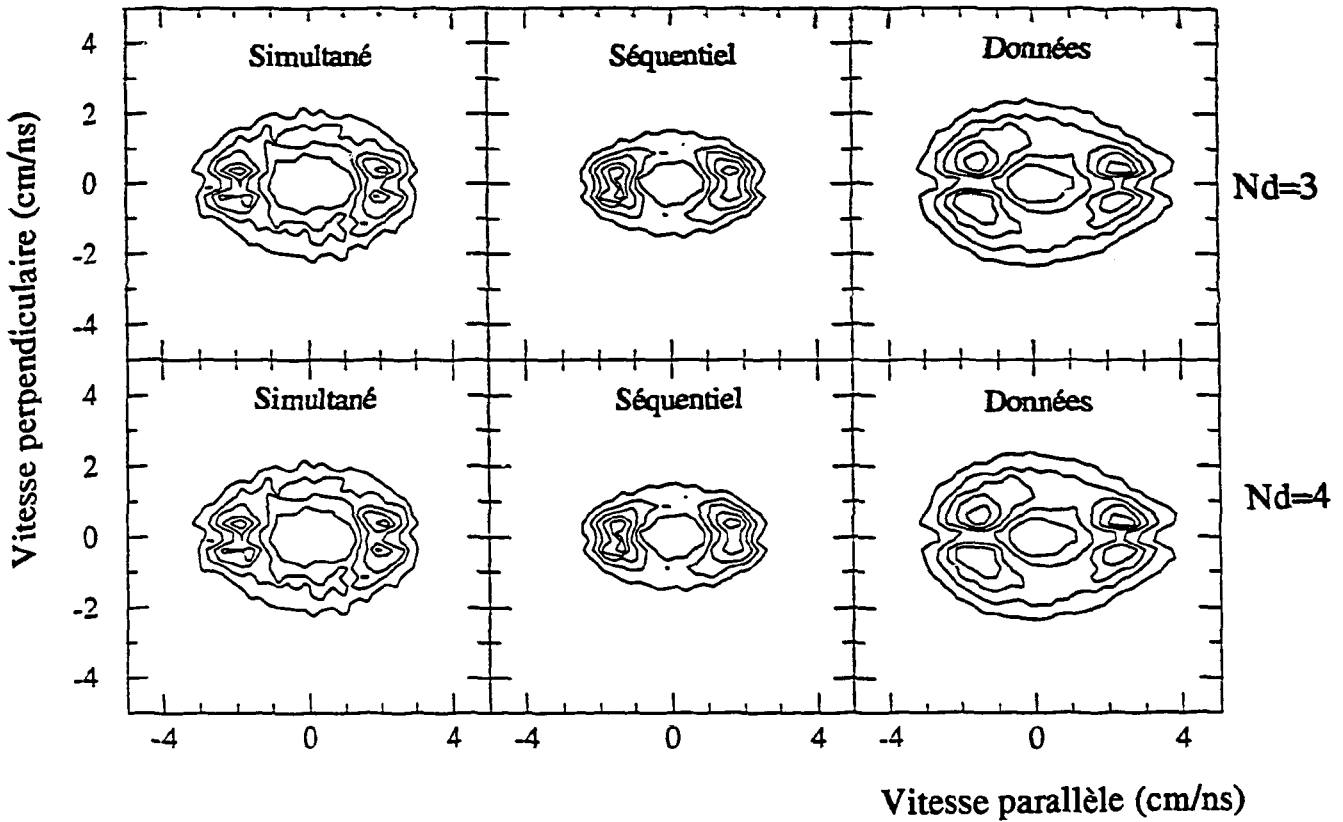


Fig IV.13 a, b et c : Cartes V_{per} - V_{par} calculées dans le repère de l'ellipsoïde pour le modèle simultané, séquentiel et les données pour $N_d=3$ (haut) et 4 (bas).

On remarquera ce qui a déjà été observé sur les distributions en impulsion moyenne transverse; d'une manière générale le modèle simultané produit les fragments avec des vitesses plus élevées que le modèle séquentiel. Ceci se traduit simplement sur les cartes de la figure IV.13 par une extension plus importante des loci des fragments dans ce plan vitesse parallèle - vitesse perpendiculaire (fig IV.13 a et b). Les fragments issus des collisions centrales (fig IV.13 c) semblent plutôt se rapprocher des prédictions du modèle simultané; on notera cependant qu'il reste des fragments localisés aux angles avant avec des vitesses plus importantes que les autres, signe d'un *équilibre* non complètement atteint pour les événements considérés.

4 Comparaison avec les particules légères chargées.

Il est nécessaire, si l'on prétend conclure sur l'un des mécanismes, de voir ce que peuvent apporter les informations concernant les particules légères chargées. Dans une première étape, nous nous intéresserons aux données récoltées dans le MUR et le TONNEAU puis, pour essayer de dégager des informations plus fines, nous regarderons ce que peuvent nous apprendre les télescopes de particules légères. Nous présenterons conjointement une étude concernant la meilleure voie d'entrée, comme nous l'avons fait pour les fragments, en ce qui concerne les modèles.

a Multiplicités observées.

Le MUR et le TONNEAU peuvent nous servir, dans un premier temps, de compteurs de particules légères chargées; les distributions observées (en retirant la contribution de pré-équilibre) en collisions centrales ont déjà été présentées dans le chapitre III. Nous nous contenterons ici d'en rappeler les caractéristiques générales. Nous avons vu que l'on atteignait des multiplicités moyennes de particules légères chargées de l'ordre de 6, avec des écart-types de 2. Les prédictions des deux modèles concernant les multiplicités observées de particules légères chargées sont reproduites sur les figures IV.14 a, b et c.

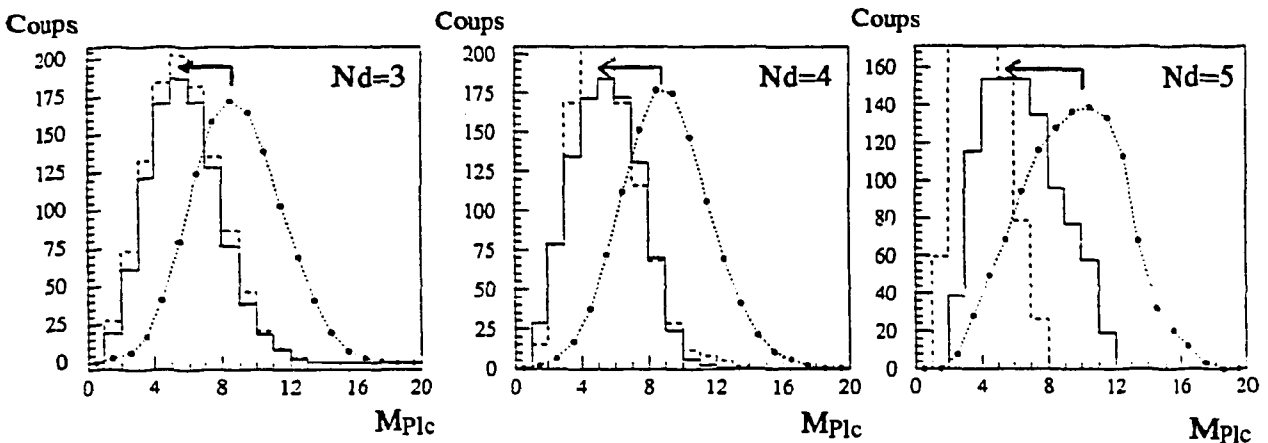


Fig IV.14 a, b et c : Multiplicités observées de particules légères chargées pour un nombre de fragment détecté de 3 (a), 4 (b), 5 (c) pour le modèle simultané (traits pleins), le modèle séquentiel (tirets) et les données (points). La flèche indique le décalage obtenu en moyenne lorsqu'on corrige du pré-équilibre (cf chap. III, § 3).

Que ce soit en 3, 4 ou 5 corps, il ne se dégage pas de différences significatives entre les modèles; ceci est certainement facilement compréhensible si l'on considère que les deux codes prédisent des multiplicités totales observées de particules légères comparables.

Nous pouvons essayer, à partir des multiplicités observées pour les particules de charge égale à 1 et 2, de caractériser quelle est la meilleure voie d'entrée des modèles adaptées à décrire les données du système étudié. Nous présentons dans le tableau IV.15 les résultats obtenus avec les modèles simultané et séquentiel pour un noyau initial de 240 nucléons (hypothèse raisonnable dans le cas présent) pour deux énergies d'excitation différentes (4,5 et 6 MeV/u). Les multiplicités observées pour les modèles ont été filtrées (cf annexe 5) afin de pouvoir être directement comparées aux données.

<Mplc> (3-150°)	Modèle simultané ϵ^* (MeV/u)		Modèle séquentiel ϵ^* (MeV/u)		Données Kr+Au à 60 A.MeV	
	4,5	6	4,5	6	Total	<i>ss pré-éq</i>
Z=1	3,5 ± 1,1	4,9 ± 1,7	3,5 ± 1,2	5,2 ± 1,8	5,3 ± 1,4	<i>3,1 ± 1,5</i>
Z=2	2,7 ± 0,9	3,9 ± 1,1	2,8 ± 0,8	3,8 ± 1,2	3,7 ± 1,1	<i>2,8 ± 1,4</i>
Total	6,0 ± 1,4	8,4 ± 1,9	5,8 ± 1,5	8,3 ± 2,1	8,7 ± 1,8	<i>6,1 ± 2,1</i>

Tab. IV.15 : Multiplicités moyennes observées pour les modèles simultané et séquentiel à deux énergies d'excitation différentes ainsi que pour les données extraites des événements centraux du système Kr+Au à 60 A.MeV.

Les chiffres en italiques donnent le meilleur accord obtenu avec les données corrigées du pré-équilibre (cf chap. III, § III.3 où l'on donne une estimation de ce phénomène pour les particules de Z=1 et 2) visibles en italiques dans la dernière colonne du tableau. On remarque que les deux modèles sont compatibles avec une énergie d'excitation de l'ordre de 4,5 MeV/u (les données observées pour des énergies d'excitation plus basses ne sont pas présentées ici afin de ne pas surcharger le tableau mais sont en désaccord avec les données).

Cependant, aucune différence significative n'est observée quant aux multiplicités observées pour chacun des modèles; une analyse à l'aide des caractéristiques cinématiques des particules est requise si l'on veut mettre en évidence des écarts entre les mécanismes décrits par les modèles.

b Spectres d'énergies cinétiques,

Nous avons mis en évidence dans le chapitre III, que l'on pouvait considérer que les particules légères chargées détectées étaient émises par plusieurs sources (notamment grâce aux informations extraites des spectres télescopes). Nous avons également montré que les paramètres de pente extraits des spectres du TONNEAU n'étaient pas assez fiables pour autoriser une analyse plus poussée. Nous ne

présenterons donc pas d'étude comparée entre les prédictions des modèles en ce qui les spectres d'énergie cinétique et les données expérimentales. Nous nous contenterons simplement de dire qu'il existe des différences notables entre les paramètres de pente calculés pour les modèles et les paramètres de pente expérimentaux (même en tenant compte des effets du filtre expérimental). Ces différences inexplicables font que nous avons laissé de côté ce type d'analyse à l'aide des informations extraites des spectres en énergie cinétique des particules légères.

c Données télescopes, multiplicités.

Nous nous sommes seulement intéressés jusqu'à présent aux informations données par le MUR et le TONNEAU; les télescopes, de par leur résolution accrue peuvent apporter des informations supplémentaires.

Une première étape sera de calculer les multiplicités intégrées de particules légères chargées (protons et particules α ici); pour ce faire, on ne considérera que les télescopes situés aux angles arrières afin de s'affranchir du pré-équilibre (télescope E et F situés respectivement à 126 et 158 degrés). Par l'estimation des multiplicités moyennes observées dans ces détecteurs, nous en déduisons, en supposant les particules détectées provenant uniquement d'une émission *isotrope* dans le centre de masse de la réaction, la multiplicité totale (donc dans tout l'espace) moyenne observée pour les événements centraux du système étudié.

En effet, si l'on appelle M_j^i la multiplicité moyenne observée dans le télescope i pour le type de particule j (j se référera aux protons ou aux particules α), alors la multiplicité totale moyenne observée dans tout l'espace M_j sera donnée par :

$$M_j = M_j^i \cdot \frac{4\pi}{\Delta\Omega_i} \cdot J_\Omega$$

où $\Delta\Omega_i$ est l'angle solide formé par le télescope i depuis la position de la cible et J_Ω est le jacobien de la transformation entre le repère du laboratoire et le repère de centre de masse de la réaction pour les angles solides (que l'on suppose galiléenne et uniquement supportée par l'axe du faisceau) :

$$J_\Omega = \frac{d\Omega}{d\Omega^*} = \sqrt{1 - 2\beta\cos(\theta) + \beta^2} \quad , \quad \beta = \frac{v''}{v}$$

V_{\parallel} est la composante longitudinale (i. e. le long de l'axe du faisceau) de la vitesse du centre de masse de la réaction (dans le cas présent, c'est la vitesse de recul calculée événement par événement), v et θ étant la vitesse et l'angle d'émission de la particule légère dans le laboratoire.

Les résultats obtenus pour les événements centraux en Kr+Au à 60 A.MeV seront comparés à ce que donnent les modèles séquentiel et simultané pour différentes énergies d'excitation initiale (entre 2 et 8 MeV/u), les particules légères n'étant pas soumises au filtre mais seulement éliminées si leur vitesse est inférieure à 2 cm/ns afin de tenir compte approximativement des seuils des télescopes. Les figures IV.30 montre le comportement prédit par les modèles simultané et séquentiel pour les multiplicités totales (non filtrées) de particules de charge unité (a) et de particules α (b) ; les ronds noirs représentent les multiplicités totales recalculées à partir des multiplicités inclusives des télescopes E et F.

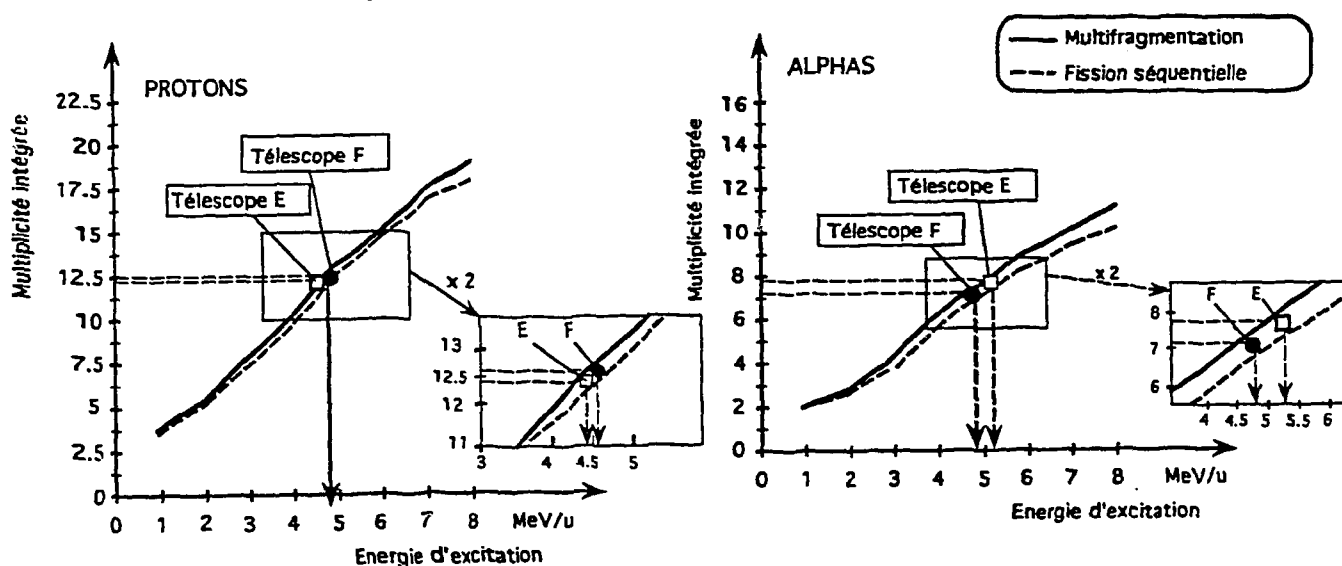


Fig IV.30 a et b: Comportement de la multiplicité totale moyenne de particules de $Z=1$ (a) et α (b) en fonction de l'énergie d'excitation initiale pour les modèles simultané (traits pleins) et séquentiel (pointillés).

Les valeurs des multiplicités totales reconstituées pour les données semblent convergentes entre elles (pour les télescope E et F), ce qui est une condition nécessaire pour donner une signification aux résultats. En tenant compte des incertitudes sur la détermination de la multiplicité moyenne totale, on trouve qu'il y a accord avec le modèle simultané pour une valeur d'énergie d'excitation comprise entre 4 et 5 MeV/u comme le synthétise le tableau IV.31 ci-dessous.

	Modèle séquentiel ε^* (MeV/u)			Modèle simultané ε^* (MeV/u)			Données Télescope		
	4	5	6	4	5	6	E	F	E+F
$\langle M_{\text{protons}} \rangle$	6,4	6,6	7,0	5,3	5,8	7,2	5,0	5,8	5,4
$\langle M_{\text{deutons}} \rangle$	2,6	3,5	3,9	3,2	3,8	5,0	3,9	4,2	4,1
$\langle M_{\text{tritons}} \rangle$	2,0	2,6	3,5	3,0	3,2	4,9	3,4	2,7	3,0
$\langle M_{Z=1} \rangle$	11,1	12,7	14,4	11,5	12,8	17,2	12,3	12,7	12,5
$\langle M_{\alpha} \rangle$	6,2	7,9	9,4	7,4	9,3	11,1	7,9	7,2	7,6
$\langle M_{\text{plc}} \rangle$	17,9	21,3	26,3	19,3	23,2	30,0	22,6	22,2	22,4

Tab. IV.31 : Multiplicités totales de protons, deutons, tritons et particules α prédits par les modèles pour différentes énergies d'excitation initiale et valeurs trouvées avec les télescopes E et F pour les événements centraux.

Les valeurs en italiques constituent pour les colonnes des modèles les meilleurs ajustements obtenus avec les multiplicités totales intégrées calculées avec les informations des télescopes E et F. Que ce soit avec le modèle séquentiel ou simultané, il semble que les données soient seulement compatibles avec une énergie d'excitation initiale de 4 à 5 MeV/u (de l'ordre de 1,1 GeV si l'on considère un noyau initial composé de 240 nucléons). On peut également observer que les rapports entre isotopes pour les particules de charge unité sont plus volontiers en accord avec le modèle simultané; cependant, ce point peut être plus ou moins sujet à caution car il dépend de manière drastique de l'identification des isotopes dans les télescopes en question.

D'une manière générale, on peut conclure de cette analyse sur les particules légères que l'on ne peut pas de manière définitive affirmer que l'un des modèles correspond le mieux à ce qui a été observé (car les prédictions sont similaires) mais seulement que l'énergie d'excitation du système initial, dans le cadre des modèles utilisés ne peut dépasser 5 MeV/u..

Cette valeur semble relativement petite comparée aux prédictions du transfert massif (cf chapitre III, § II.2) mais il semble qu'il y ait pourtant une certaine *cohérence* des résultats concernant la détermination phénoménologique aussi bien à l'aide des fragments comme nous l'avons vu dans le paragraphe 3 qu'à l'aide des multiplicités intégrées des télescopes comme nous venons de le remarquer.

5 Conclusion concernant le mode dominant de désexcitation.

La cohérence certaine obtenue entre les comparaisons avec les fragments et les particules légères, tant au niveau du mécanisme de réaction qu'au niveau de l'énergie d'excitation moyenne déduite pour les collisions centrales du système $Kr+Au$ à 60 A.MeV, nous conduit à conclure que la production de fragments est dominée par un mécanisme *simultané* comme le montre très bien les corrélations cinématiques entre fragments. Ceci est donc directement assimilable à un phénomène de multifragmentation du système composite formé lors les collisions les plus dissipatives (cf CASS89). Il est également intéressant de souligner que le modèle statistique utilisé pour décrire ce phénomène s'est avéré remarquablement en accord avec les données extraites; l'hypothèse de la thermalisation du système, invoqué pour l'application du formalisme du modèle statistique, semble donc être justifiée pour ces collisions centrales.

6 Recherche d'effets dynamiques, compressibilité de la matière nucléaire.

a Densité de 'freeze-out', image dynamique de la fragmentation.

Cependant, s'il semble se dégager une conclusion nette concernant le mode de production des fragments, il peut être intéressant, dans une approche plus fine d'analyse des données (au second ordre pourrait-on dire), d'essayer de mettre en évidence d'éventuels effets directement reliés aux propriétés de la matière nucléaire comme un phénomène de compression/expansion du système formé; en effet, des calculs de type cinétiques (GREG87) prédisent pour les collisions à paramètres d'impact pratiquement nuls aux énergies intermédiaires une étape de compression de la matière nucléaire lors de la collision suivie d'une phase d'expansion conduisant à la formation de fragments multiples (densité critique dite de 'freeze-out') comme le montre l'évolution en fonction du temps de la densité de matière nucléaire dans le cadre d'un calcul de type LANDAU-VLASOV (fig IV.32 , extrait de SURA89).

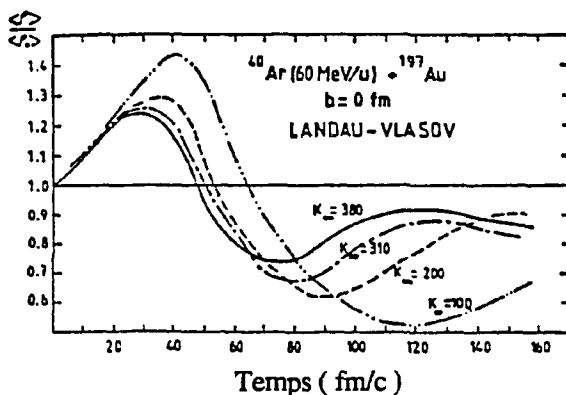


Fig IV.32 : Evolution de la densité de matière nucléaire en fonction du temps lors d'une collision à paramètre d'impact nul entre deux noyaux dans le cadre d'un calcul BUU pour le système $^{40}\text{Ar} + \text{Au}$ à 60 A.MeV (extrait de la référence SURA89).

Le système, durant les premiers temps de la collision, est fortement comprimé et atteint des densités de l'ordre de 3 fois la densité normale ρ_0 (en fait ceci est dépendant de la constante de compressibilité K_∞ de la matière nucléaire que l'on prend comme le montrent les différentes courbes de la figure IV.32) puis se dilate progressivement (expansion) jusqu'à atteindre une densité égale à environ le sixième de ρ_0 ; c'est durant cette phase d'expansion que le système évolue pour finir par former un ensemble de fragments en interaction; cette image dynamique de la multifragmentation est cependant analogue à ce que le modèle de multifragmentation peut prédire. Si l'on regarde ainsi la densité de matière lorsque le système atteint le point de scission (configuration selle), on s'aperçoit que l'on obtient des densités comparables à ce que peut donner un calcul hydrodynamique, c'est-à-dire entre 5 et 6 le rapport entre la densité normale et la densité au point selle (Fig IV.33).

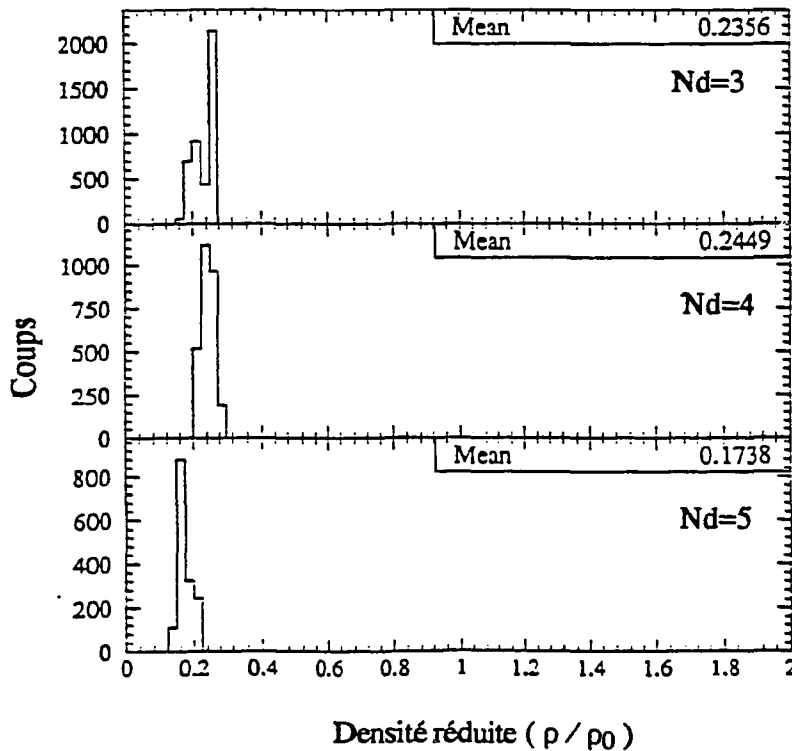


Fig IV.32 : Rapport entre la densité normale (ρ_0) et la densité atteinte lors de la fragmentation (ρ) utilisant le modèle de multifragmentation pour la cassure en 3, 4 et 5 fragments d'un noyau de 240 nucléons et pour une énergie d'excitation de 5 MeV/u.

Il est bien sûr évident que le modèle employé ne peut prétendre à décrire *dynamiquement* le processus conduisant à la fragmentation; cependant, il est intéressant de voir qu'il permet de retrouver cette valeur typique en ce qui concerne la densité de freeze-out.

b Compressibilité de la matière nucléaire.

L'un des enjeux importants de la description du comportement de la matière nucléaire est l'établissement de l'équation d'état, équation reliant des grandeurs *macroscopiques* comme la pression à la densité. Ce point de vue est alors directement relié à une image hydrodynamique de la matière nucléaire et permet par exemple de déterminer des paramètres fondamentaux comme la constante de compressibilité de la matière nucléaire infinie K_{∞} . Des mesures plus ou moins directes de cette constante ont été entreprises, durant les dernières années, par la détermination de la fréquence de la résonance géante monopolaire (mode de 'respiration' d'un noyau) ou par la détermination de l'énergie de balance (ANGE93, SURA90).

Nous ne voulons pas, dans cette étude, essayer d'extraire une valeur de cette constante de compressibilité mais seulement tenter de mettre en évidence s'il existe des effets que l'on pourrait directement relié à des effets de compression/expansion dans les données centrales du système Kr+Au à 60 A.MeV. Pour cela, il est indispensable de regarder les caractéristiques cinématiques des fragments (SOUZ93) dans le repère lié au centre de masse de la réaction; plus précisément, il est facile de regarder les énergies cinétiques de ces fragments dans ce repère et d'apprécier les déviations par rapport à ce que prédit un modèle de multifragmentation dans lequel toute l'énergie est issue de l'interaction coulombienne et interne du système en interaction. La figure IV.33 présente les énergies cinétiques moyennes calculées dans le repère du centre de masse de la réaction en fonction de la charge des fragments; la ligne en traits pleins résulte du modèle de multifragmentation et les points sont les données expérimentales du système Kr+Au à 60 A.MeV.

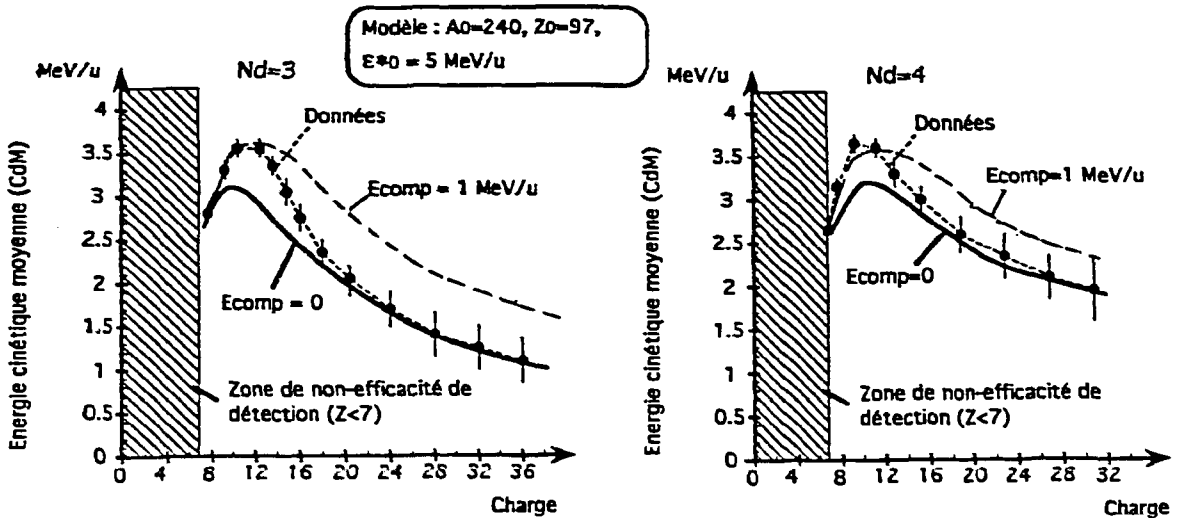


Fig IV.33 : Énergies cinétiques moyennes dans le centre de masse de la réaction en fonction de la charge des fragments pour les collisions centrales (ronds noirs), les prédictions du modèle simultané sans énergie d'expansion (traits pleins) et avec 1 MeV/u d'énergie d'expansion isotrope (traits pointillés).

Nous avons également représenté les prédictions du modèle simultané pour le même système initial (à savoir 240 nucléons et une énergie d'excitation *thermique* de 5 MeV/u) dans le cas où l'on considère un phénomène d'*expansion isotrope* (énergie radiale) équivalent à 1 MeV/u en énergie (soit 240 MeV d'énergie d'expansion radiale). Cette quantité d'énergie a été ajoutée, sous forme d'impulsion radiale, à l'impulsion initiale des fragments produits (ligne en traits pointillés sur la figure IV.33).

Si l'on s'intéresse aux fragments de charge supérieure à 15 approximativement, il est clair qu'il ne se dégage *aucune* déviation par rapport à un comportement dans lequel il n'y a pas de compression du système, contrairement à ce que d'autres études, portant notamment sur le système $^{124}\text{Xe}+^{197}\text{Au}$ à 50, 80 et 110 A.MeV (SOUZ93), montrent.

En ce qui concerne les fragments dont les charges sont inférieures à 15, il semble qu'un tel effet existe et que les données soient compatibles avec l'hypothèse d'une phase d'expansion du système; cependant, il faut rappeler brièvement ici que plusieurs raisons peuvent conduire à un tel comportement. Premièrement, ce type de fragments (IMFs) peut être un reliquat de réactions non complètement centrales malgré la sélection opérée; en effet, si l'on imagine un mécanisme de collision dans lequel il y a une interaction de type *deep inelastic* entre le projectile et la cible, on peut s'attendre à observer un résidu de projectile, fortement relaxé par l'interaction, mais pas suffisamment pour être totalement freiné et amorti. En fait, il s'agirait alors d'une collision dissipative dans lequel il persiste tout de même la mémoire de la voie d'entrée

par la présence d'un fragment émis préférentiellement à l'avant dans le centre de masse de la réaction avec une vitesse supérieure à la valeur obtenue pour une répulsion coulombienne pure. Deuxièmement, il peut s'agir de fragments émis à un stade premier de la collision, au moment où le système se trouve en phase d'expansion et qui intégrera de ce fait les caractéristiques cinématiques liées à ce stade de la collision, alors que les autres fragments, plus lourds, seraient émis après, dans une phase ultérieure (VIOL89).

Deux moyens peuvent être employés afin de répondre à cette question et essayer de trancher sur l'hypothèse la plus valide; tout d'abord on peut s'intéresser à la distribution angulaire centre de masse de ces fragments légers; la figure IV.34 a montre cette distribution et permet d'observer que ces fragments sont préférentiellement émis à des angles inférieurs à 45° dans le repère du centre de masse; il semble qu'en fait la sélection opérée pour ne retenir les collisions centrales équilibrées ne soit pas suffisante et qu'il faille considérer une sélection plus drastique.

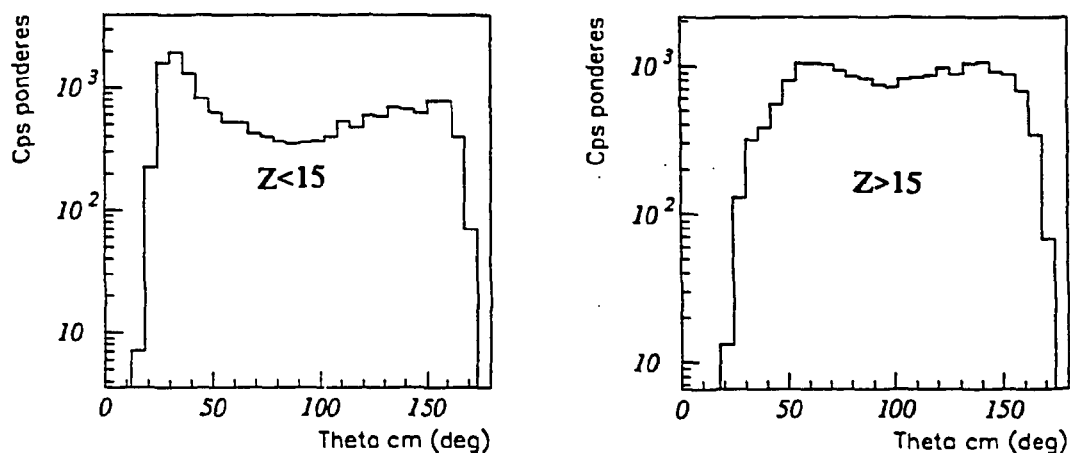


Fig IV.34 a et b: Distribution angulaire pondérée dans le repère du centre de masse de la réaction des fragments légers ($Z < 15$, a) et fragments plus lourds ($Z > 15$, b) produits lors des collisions centrales.

La figure IV.35 donne la corrélation observée entre l'énergie cinétique moyenne dans le centre de masse de la réaction en fonction de la charge des fragments lorsqu'on effectue une coupure à 90° dans ce repère; cette courbe est à comparer avec celle obtenue sur la figure IV.33 (rappelée en pointillés sur la figure IV.35). La corrélation est alors complètement superposable avec celle déduite du modèle de multifragmentation sans ajout d'énergie d'expansion même pour les fragments les plus légers; il semble donc que l'effet observé pour ces fragments soit essentiellement dû à une émission *hors équilibre* (on pourrait presque parler de pré-équilibre) dans la partie avant de la zone d'émission.

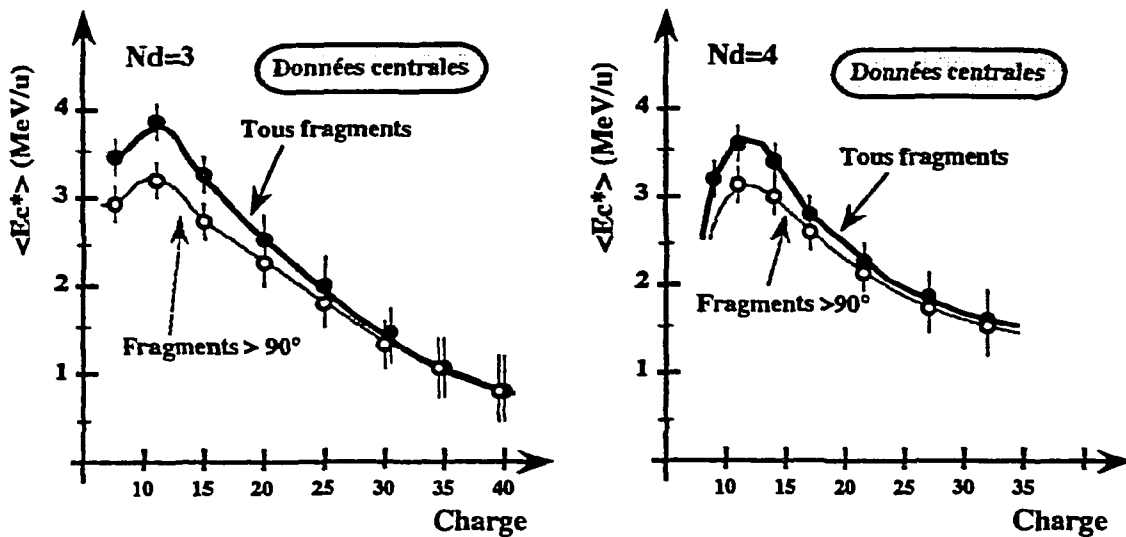


Fig IV.35 a et b : Corrélation entre l'énergie cinétique moyenne calculée dans le repère du centre de masse des fragments détectés et la charge de ces mêmes fragments dans le cas où l'on ne sélectionne que les fragments émis à plus de 90° dans ce repère (courbe en grisé). La courbe en traits pleins est identique à celle de la figure IV.33

En résumé, on peut affirmer, et ce sera la conclusion concernant la recherche d'effets dynamiques de type compression/expansion, qu'il ne se dégage pas de signatures de tels effets dans les collisions étudiées du système Kr+Au à 60 A.MeV. Ceci ne signifie cependant nullement qu'il n'existe pas d'événements présentant des caractéristiques que l'on pourrait rattacher à des effets dynamiques (voir SOUZ93 ou BARZ91); nous nous sommes contentés ici de regarder les corrélations entre des valeurs moyennes. Une étude plus fine devrait prétendre pouvoir décrire et expliquer les distributions dans l'ensemble et pouvoir clairement mettre en évidence quels sont les effets sous-jacents qu'exercent les sélections opérées sur les données (sélection angulaire pour les collisions centrales).

*Le besoin pressant d'un univers logique et cohérent est
profondément ancré dans l'inconscient humain. Mais
l'univers réel est toujours à un pas au-delà de la logique.*

"Dune", F. Herbert.

CONCLUSION

Conclusions concernant l'analyse des données centrales du système Kr+Au à 60 A.MeV.

L'étude *phénoménologique* menée dans le cadre de cette thèse en ce qui concerne les collisions à faible paramètres d'impact s'est avérée très concluante pour la mise en évidence du mécanisme dominant responsable de la production de fragments dans le système Kr+Au à 60 A.MeV. Nous avons pu conclure sans ambiguïté sur le caractère *simultané* du mécanisme de production, grâce notamment aux *corrélations* entre fragments dans l'espace des phases, démontrant ainsi la présence du phénomène de *multifragmentation* pour les collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires.

Cette mise en évidence a néanmoins demandé, dans une étape antérieure, la caractérisation du système formé et l'obtention de la formation d'un système composite *équilibré* dont on puisse déterminer les caractéristiques de base (taille et énergie d'excitation). Cette étape a été réalisée grâce à l'utilisation *systématique* de variables globales, permettant de *condenser* les informations accessibles à l'aide du dispositif expérimental, et d'en extraire un comportement général pour les réactions étudiées.

L'accord plus que satisfaisant observé entre le modèle de multifragmentation et les données expérimentales sur un ensemble relativement large d'observables conduit à penser que l'approche *statistique* du phénomène de multifragmentation tel qu'il est abordé dans le cadre du modèle est tout à fait correcte à décrire le mécanisme donnant lieu à la production des fragments observés. Ceci ne signifie nullement qu'un modèle prenant en compte la dynamique de la collision ne serait pas capable de reproduire le comportement déduit des analyses (il serait d'ailleurs tout à fait intéressant d'essayer une telle étude), mais simplement que la désexcitation du système composite formé peut être complètement décrite à l'aide d'un formalisme statistique, *découplant* ainsi la partie dynamique de l'interaction intervenant dans les premiers temps de la collision de la partie désexcitation conduisant à la formation des fragments.

Limitations d'une telle étude et voies à explorer dans le futur.

L'utilisation de modèles statistiques pour décrire la désexcitation d'un noyau chaud est, nous l'avons vu, précieuse et pleine d'enseignements. Cependant, elle pêche par son aspect profondément non dynamique. Un tel modèle est par exemple dans l'incapacité la plus totale à décrire la voie d'entrée de la collision. Il semble ainsi qu'il pourrait être plus satisfaisant de pouvoir décrire complètement l'interaction entre ions lourds dans le cadre d'un modèle *unifié* capable de reproduire aussi bien la dynamique de la collision que son aspect désexcitation, les deux mécanismes n'étant pas d'ailleurs complètement décorrélés. L'étude que nous avons menée ici n'est donc qu'une première étape vers la description du comportement de la matière nucléaire loin de son état fondamental et nécessite le développement en parallèle des deux aspects de la physique que sont le développement de dispositifs expérimentaux plus performants afin d'avoir accès à une information la plus complète (la moins ambiguë du moins) possible et le développement de théories s'appuyant sur une description unifiée de l'interaction nucléaire et capables d'être confrontées aux résultats expérimentaux.

C'est pourquoi il me paraît primordial de bénéficier d'une collaboration *accrue* entre théoriciens et expérimentateurs dans le cadre d'objectifs précis à définir comme l'étude systématique de la multifragmentation ou des phénomènes liés à la compressibilité de la matière nucléaire afin de tenter de parvenir à une compréhension non seulement globale mais également plus *fine* des mécanismes mis en jeu dans le domaine des collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires. Ceci constitue le défi offert à toute la communauté scientifique de la physique des ions lourds durant les années à venir et l'apparition de nouveaux multidétecteurs comme INDRA, ou de nouveaux sujets de recherche concernant la matière nucléaire hors équilibre comme les collisions avec des faisceaux secondaires en sont quelques uns des éléments moteurs.

ANNEXES

ANNEXE 1

Méthodes d'identification des particules dans les télescopes.

Méthode utilisée pour les télescopes à partir des graphes E- ΔE :

Formule de Bethe (BETH37) :

La méthode d'identification utilisée repose sur la paramétrisation de la formule de BETHE (STERN59) qui s'écrit :

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi n e^4 q_{\text{eff}}^2}{mv^2} \left(\ln \left[\frac{2mv^2}{I} (1-\beta^2) \right] - \beta^2 - S - D \right)$$

où :

- n est le nombre d'électrons par unité de volume de l'absorbeur.
- q_{eff} est la charge moyenne de l'ion incident, v sa vitesse, m sa masse.
- I est le potentiel moyen d'ionisation de l'absorbeur.
- S et D sont des facteurs correctifs tenant compte respectivement des effets de couches électroniques et des effets relativistes sur la détermination de la densité de l'absorbeur.

Dans une première approche, on peut négliger S et D ainsi que les effets relativistes; l'expression se simplifie alors et l'on aperçoit que la perte d'énergie par unité de longueur est proportionnelle à la masse de l'ion incident ainsi qu'à sa charge effective moyenne et inversement proportionnelle à l'énergie de ce même ion. Ceci peut se résumer par :

$$\Delta E \propto \frac{M q_{\text{eff}}^2}{E}$$

La constante de proportionnalité entre la perte d'énergie dans la diode et l'expression dépendant principalement des caractéristiques de la diode.

Le graphe Energie de l'ion versus perte d'énergie dans la diode permet de faire apparaître des branches d'hyperbole et de séparer les isotopes (pour les éléments les plus légers, cf chapitre I).

Méthode pour les télescopes de particules légères (STECK91) :

La méthode d'identification consiste à paramétrer à l'aide de fonctions polynômes (fonction d'identification) les différentes branches d'hyperboles et d'attribuer la charge en résolvant l'équation :

$$\Delta E - f(E,Z) = 0$$

où la fonction d'identification f dépend de la charge de la particule et de son énergie. Ici , une paramétrisation sous forme de polynômes du troisième degré a été utilisée. Pour un couple de mesures $(E, \Delta E)$, on doit résoudre l'équation suivante :

$$\Delta E - (a_1 E^{a_2} + a_3 + a_4 E + a_5 E^2) = 0$$

où les coefficients a_j sont donnés par :

$$a_i = \sum_{j=1}^4 \alpha_{ij} Z^{j-1}$$

Les α_{ij} sont des paramètres dépendant de la nature de la diode et du couple de diodes utilisé (ils sont ajustés à l'aide des points de rebroussement des particules légères)

Cette méthode n'a pu être envisagée que pour les télescopes dits à particules légères (C, D, E et F) pour lesquels les coefficients α_{ij} ont pu être aisément déterminés à partir des graphes $E-\Delta E$.

Méthode pour les télescopes Fragments (MOUL87):

En ce qui concerne les télescopes A et B, chargés de détecter les ions sur une gamme de charge beaucoup plus grande (entre 10 et 90), une méthode autre que celle de la fonction d'identification de type polynôme a été utilisée (les graphes $E-\Delta E$ ne permettant pas l'exploitation de cette procédure); pour cela, on a utilisé une paramétrisation de la charge effective en fonction de la charge et de la masse de l'ion incident (MOUL87) :

$$q_{\text{eff}} = Z \sqrt{(1 - \exp(-0.2 - 11.5E/MZ^{4/3}))}$$

On peut alors résoudre l'équation dérivée de la formule de Bethe simplifiée dans l'hypothèse non-relativiste :

$$\Delta E \equiv a \frac{Mq_{\text{eff}}^2}{E} \ln\left(b \frac{E}{M}\right)$$

où les constantes a et b dépendent du milieu stoppeur et en ce qui concerne a de l'épaisseur de la diode ΔE . (on suppose l'épaisseur x de la diode ΔE suffisamment petite pour considérer la perte d'énergie $-dE/dx$ comme constante durant la traversée de cette diode (peu d'énergie déposée). Dans le cadre de ces différentes approximations, on est capable par une procédure *itérative* (de déterminer la charge de la particule et sa masse (on peut ramener l'équation à la détermination d'une seule inconnue (par exemple Z) en prenant une paramétrisation de M correspondant aux noyaux dans la vallée de stabilité).

ANNEXE 2

Définitions des quantités et variables utilisées pour l'analyse des données

1 Vitesses relatives et variable Y.

a Vitesse relative, systématique de Viola (VIOL87)

On définit la vitesse relative entre 2 fragments comme le module de la différence vectorielle entre les vitesses des 2 fragments. On a alors :

$$V_{rel}^{ij} = |\vec{V}_i - \vec{V}_j|$$

Les indices i et j se rapportent aux fragments i et j de l'événement (i et j pouvant varier de 1 à Nd, Nd étant le nombre de fragments observés dans l'événement).

La vitesse relative présente l'avantage d'être indépendante du repère choisi et est souvent utilisée pour caractériser la présence d'un quasi-projectile dans un événement (il y a alors au moins une grande vitesse relative) ou bien de fragments de fission. Dans ce cas, on utilise la systématique développée par Viola et collaborateurs (VIOL87) pour voir si cette vitesse relative est bien compatible avec l'hypothèse de fission. Soit en effet, A_1 et A_2 les nombres de nucléons des deux fragments de fission, Z_1 et Z_2 les charges , V_{rel} la vitesse relative entre ces deux fragments, alors on a :

$$V_{rel} = \sqrt{\frac{2Z_1Z_2K}{\mu(r_0A_1^{1/3} + r_0A_2^{1/3} + d)}}$$

K est une constante définie par :

$$K = \frac{e^2hc}{8\pi^2\epsilon_0} \approx \frac{197,3}{137} \approx 1,44 \text{ MeV.fm}$$

$r_0 = 1,22$ fm et d est la distance de séparation des deux noyaux au moment de la fission (distance au col) et varie de 2,2 à 1,6 fm suivant les noyaux considérés.

μ est la masse réduite du système constitué par les 2 fragments en interaction et est égale à $A_1 A_2 c^2 / (A_1 + A_2)$. Les masses sont calculées en supposant les noyaux dans la vallée de stabilité et sont déterminées par la paramétrisation suivante :

$$A = 2,01 Z + 0,0285 Z^{2/3}$$

Le tableau 2.1 donne les vitesses relatives calculées pour différentes fissions symétriques de noyaux :

b Variable Y (BOUG89)

La variable Y mesure la dispersion entre les vitesses relatives des fragments d'un événement. Elle permet de séparer les événements périphériques dans lesquels il existe un quasi-projectile des événements centraux pour lesquels les vitesses relatives doivent être sensiblement de même grandeur. Plus quantitativement, on définit la variable Y pour un événement 3 corps par :

$$Y = \langle V_{rel} \rangle - V_{rel}^{min}$$

$$\text{où : } \langle V_{rel} \rangle = \frac{1}{3}(V_{rel}^{12} + V_{rel}^{23} + V_{rel}^{13}) \quad , \quad V_{rel}^{min} = \text{Min}(V_{rel}^{ij})$$

$$\text{et } V_{rel}^{ij} = |\vec{V}_i - \vec{V}_j| \quad .$$

Cette variable, calculée pour un événement, permettra d'estimer la dispersion entre les vitesses relatives des fragments. La figure 2.2 donne deux exemples extrêmes de valeurs pour la variable Y d'un événement 3 corps.

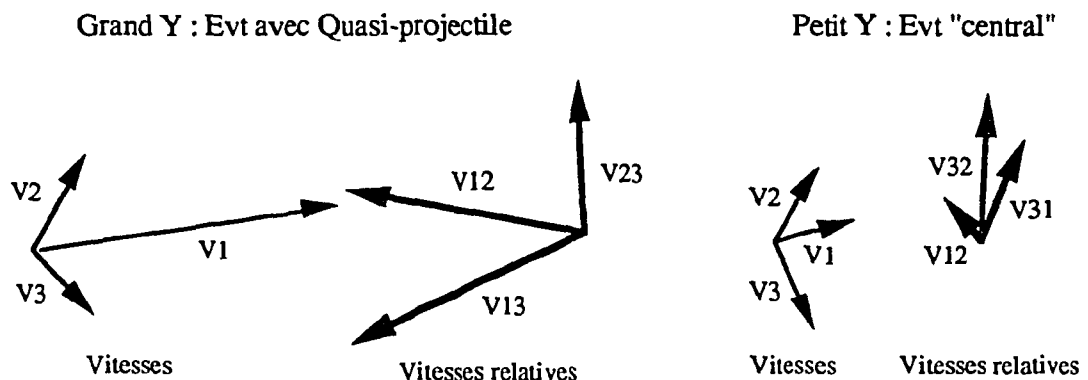


Fig 2.2 : Valeurs de Y suivant le type d'événement.

L'avantage d'une telle variable par rapport à une coupure simple sur la vitesse du fragment le plus rapide ($V > 8$ cm/ns) et qu'elle est généralisable à un nombre de fragments détectés quelconque; en effet, il suffit de regrouper les fragments en triplets et de calculer pour chacun de ce triplet la valeur de Y . Ainsi pour $N_d=4$ nous aurons 4 triplets donc 4 valeurs de Y , pour $N_d=5$ 20 valeurs, etc.. La sélection se fera sur la valeur la *plus grande* des Y calculés. Cette technique permet la meilleure séparation possible entre les collisions centrales et les périphériques (DELA90, LEMI91).

2 Transformation laboratoire - centre de masse.

Il est souvent nécessaire, lorsqu'on désire étudier une réaction, de revenir dans le repère associée plus précisément à celle-ci; en effet, on observe souvent, dans les collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires, l'existence de la formation d'un noyau composé par la fusion incomplète du projectile et de la cible. Il devient alors crucial, pour avoir des renseignements sur les caractéristiques des produits émis par ce noyau excité, de se replacer dans le repère adéquat.

Il est donc nécessaire de reconstruire événement par événement le centre de masse de la réaction. Pour cela, nous avons besoin de calculer la vitesse de recul de l'événement dont les composantes cartésiennes sont définies par :

$$V_{rec}^j = \frac{\sum_{i=1}^{N_d} Z_i V_i^j}{\sum_{i=1}^{N_d} Z_i}$$

L'indice j se réfère à la composante cartésienne considérée et la somme porte sur le nombre N_d de fragments détectés dans l'événement.

Cette observable mesure en quelque sorte la fraction de moment linéaire emportée par le noyau composite formé (en supposant que les fragments ont des rapports A/Z proches). La vitesse de recul maximale que l'on puisse observer est donnée par la fusion complète de la cible et du projectile. Un exemple de distribution en vitesses de recul est présenté par la figure 2.3 pour des collisions sélectionnées centrales. Celle-ci atteint des valeurs de l'ordre de 2,5 cm/ns et présente une valeur la plus probable de 1,6 cm/ns pour

la composante parallèle à l'axe du faisceau (fig. 2.3.a) alors que les composantes perpendiculaires (fig 2.3 b et c) à cet axe sont centrées sur 0.

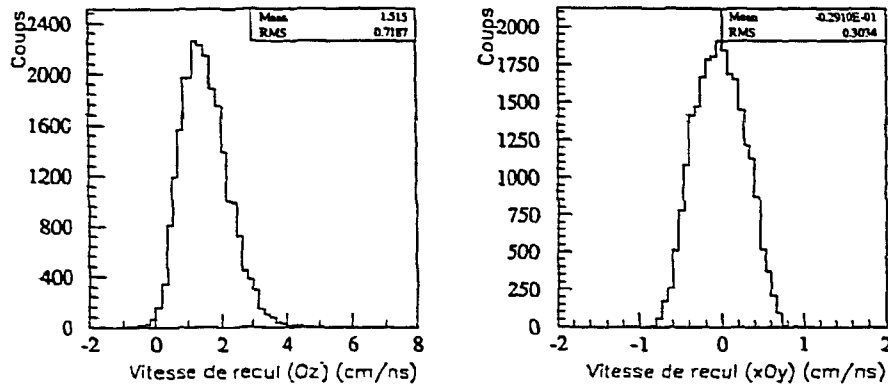


Fig 2.3 : distribution de la vitesse de recul (composantes cartésiennes suivant l'axe Oz, xOy respectivement) pour les collisions centrales (sélectionnées en Y) pour un événement 3 corps du système Kr+Au à 60 A.MeV.

On définit ainsi les grandeurs cinématiques dans le centre de masse de masse détecté de la réaction en appliquant le transformation galiléenne suivante, en considérant que le système recule *uniquement* sur l'axe Oz :

$$V_z^{CM} = V_z - V_z^{rec}$$

et :

$$\begin{aligned} V_x^{CM} &= V_x \\ V_y^{CM} &= V_y \end{aligned}$$

Les angles d'émission des fragments dans le centre de masse détecté sont alors calculés à partir des composantes cartésiennes de la vitesse V^{CM} . Il est alors possible de définir un lot d'observables dans ce repère comme par exemple l'asymétrie de charge avant/arrière définie par :

$$A_Z^{cm} = \frac{Z_{av}^{cm} - Z_{ar}^{cm}}{Z_{av}^{cm} + Z_{ar}^{cm}}$$

où Z_{av}^{cm} et Z_{ar}^{cm} sont respectivement la somme des charges des fragments émis à l'avant ($\theta^{cm} < 90^\circ$) et à l'arrière ($\theta^{cm} > 90^\circ$) dans le centre de masse.

Cette quantité peut prendre ses valeurs entre -1 et 1; la valeur 0 étant caractéristique d'une émission de fragments isotrope dans ce repère.

3 Variables issues de l'analyse tensorielle (MJAH87)

a Tenseur T : forme de l'événement et ellipsoïde (E) associé.

Pour définir un événement caractérisé par une multiplicité de fragment Nd donnée, il est souvent commode de construire le tenseur de rang 2 et d'ordre 3 T tel que :

$$T_{ij} = \sum_{k=1}^{Nd} \frac{\vec{p}_i^k \cdot \vec{p}_j^k}{2m_k}$$

Les indices i et j se rapporte aux composantes cartésiennes x y et z des impulsions des fragments dans le centre de masse détecté de l'événement. La sommation k porte sur l'ensemble des fragments de l'événement (Nd). Ce tenseur est défini symétrique et ses éléments sont réels (les coefficients γ_k le sont) ; les valeurs propres associées à T seront donc réelles et positives. On remarquera que la trace de T est indépendante du repère choisi et est telle que :

$$\text{Trace}(T) = \sum_{i=1}^3 \sum_{k=1}^{Nd} \gamma_k (p_i^k)^2$$

Le coefficient γ_k est le poids associé au fragment k de l'élément T_{ij} . De l'affectation de ce coefficient dépend la signification physique du tenseur T. Il existe plusieurs prescriptions possibles pour ce coefficient. Dans le cas où :

- $\gamma_k = 1 / 2m_k$ (m_k étant la masse du fragment k), T sera le tenseur des énergies cinétiques et caractérisera la répartition dans l'espace de l'énergie cinétique des fragments.

- $\gamma_k = 1 / (p^k)^2$. T sera le tenseur des multiplicités et caractérisera le flux de particules ou fragments dans l'espace, indépendamment de leurs charges ou vitesses.

Nous choisirons par la suite $\gamma_k = 1 / 2m_k$, T sera ainsi défini comme le tenseur des énergies cinétiques et permettra d'accorder une importance relative plus grande aux fragments les plus rapides pour la détermination des variables associées à T.

b Angle de flot, coplanarité, sphéricité, excentricité.

Nous pouvons alors caractériser la forme, dans l'espace des énergies, de l'événement en diagonalisant le tenseur T . Appelons λ_1 , λ_2 et λ_3 les valeurs propres de T associés aux vecteurs propres u_1 , u_2 et u_3 . On a alors :

$$T u_i = \lambda_i u_i \quad i=1,3$$

Si l'on classe par ordre décroissant les valeurs propres normées et vecteurs associés ($\lambda_1 > \lambda_2 > \lambda_3$), u_1 représentera l'axe privilégié d'émission des fragments (fig 2.1).

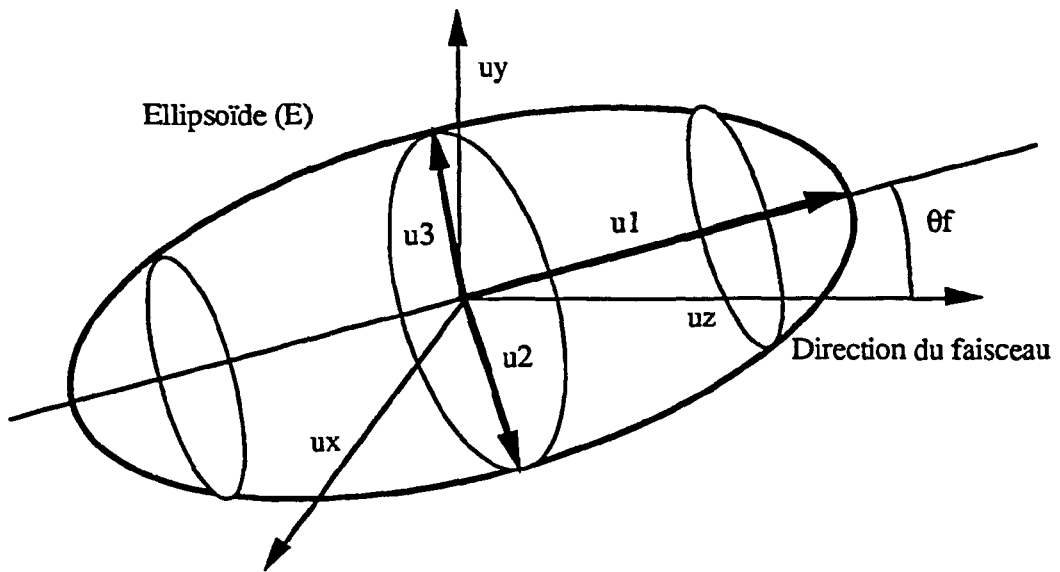


Fig 2.1 : Ellipsoïde associé au tenseur d'énergie T .

On peut alors définir des quantités scalaires pour caractériser la forme de l'ellipsoïde E . L'angle de flot θ_f est ainsi défini comme l'angle entre la direction privilégiée d'émission (u_1) et l'axe du faisceau (Oz). On a donc :

$$\theta_f = (\vec{u}_1, \vec{u}_z)$$

On définit également les variables de sphéricité s , de coplanarité c par :

$$s = \frac{3}{2}(1 - \lambda_1)$$

$$c = \frac{\sqrt{3}}{2}(\lambda_2 - \lambda_1)$$

L'excentricité ε mesure le décalage existant pour la forme de l'ellipsoïde (E) à la forme sphérique; la signification de cette variable est particulièrement simple à comprendre dans le cas où (E) présente un ou plusieurs axes de symétrie. On distinguera ainsi trois cas pour la définition de ε :

- Si $\lambda_2 - \lambda_3 > \lambda_1 - \lambda_2$ (l'axe 2 est plus 'long' que l'axe 3 et $\lambda_2 > 1/3$), alors on définit ε par :

$$\varepsilon = \lambda_3 - (\lambda_1 + \lambda_2) / 2 = (3 \lambda_1 - 1) / 2$$

ε est alors négative et caractérise une forme discoïdale dans le plan définie par u_1 et u_2 .

- Si $\lambda_2 - \lambda_3 < \lambda_1 - \lambda_2$ (l'axe 3 est plus 'grand' que l'axe 2 et $\lambda_2 < 1/3$), alors ε est définie par :

$$\varepsilon = \lambda_1 - (\lambda_2 + \lambda_3) / 2 = (3 \lambda_1 - 1) / 2$$

ε est positive et caractérise une forme allongée dont un axe de rotation est l'axe défini par le vecteur u_3 .

- Si $\lambda_2 - \lambda_3 = \lambda_1 - \lambda_2$ (les trois axes sont de même longueur , $\lambda_1 = \lambda_2 = \lambda_3 = 1/3$), l'ellipsoïde (E) est une sphère et on a :

$$\varepsilon = 0.$$

Dans le cas de formes possédant une symétrie de révolution (cas idéaux), voici résumées dans ce tableau les valeurs des différentes quantités scalaires que nous venons de définir :

Forme	λ_1	λ_2	λ_3	s	c
Sphère	1/3	1/3	1/3	1	0
Disque	0	1/2	1/2	3/4	$\sqrt{3}/4$
Crayon	0	0	1	0	0

Tab 2.2 : valeurs des valeurs propres et variables de forme dans des cas simples.

La sphéricité est une indication sur l'éventuelle forme sphérique pour l'ellipsoïde E alors que la coplanarité permet de juger de l'aplatissement de E. Bien sur, ces valeurs sont celles que donneraient un événement comprenant un nombre très grand de fragments (de manière à pouvoir définir une forme *connexe* pour celui-ci...) alors que les événements nous intéressant ne contiennent qu'un nombre limité de fragments (de 5 à 6 au maximum). Cette réalité empêche souvent aux variables de formes telles que la

sphéricité ou la coplanarité de refléter la forme réelle de l'ellipsoïde (REF); il est évident qu'une variable calculée événement par événement avec une multiplicité de fragments de 3 ne peut permettre de définir précisément la forme de l'ellipsoïde (E). Cependant, d'autres variables (angulaires) comme l'angle de flot par exemple, auront tout de même une signification physique et se seront celles que nous retiendrons dans notre analyse en variables tensorielles.

2 Variables globales liées à l'existence ou la non-existence d'une direction privilégiée : impulsion transverse moyenne et rapport d'isotropie.

a Pourquoi ce type de variables ?

Dans le type de réactions étudiées en physique des ions lourds, il est souvent important de savoir si le système a gardé ou non la mémoire de la voie d'entrée, de par l'existence par exemple d'une direction privilégiée (l'axe du faisceau).ou d'un plan (effet d'écoulement latéral => dans le plan perpendiculaire à l'axe du faisceau). Il apparaît alors naturel de décomposer l'impulsion totale P emportée par les fragments sous forme d'une composante longitudinale $P_{//}$ (suivant l'axe du faisceau Oz) et d'une composante transverse P_{\perp} (dans le plan perpendiculaire à Oz). On peut ainsi caractériser, avec ces deux composantes l'existence d'une direction privilégiée.

b Définitions.

On définit ainsi les composantes transverse $\langle P_{\perp} \rangle$ et longitudinale $\langle P_{//} \rangle$ moyenne de l'impulsion totale (dans le centre de masse détecté) par :

$$\langle P_{\perp} \rangle = \frac{\sum_{i=1}^{N_d} A_i |V_{\perp i}|}{\sum_{i=1}^{N_d} A_i}$$

$$\langle P_{//} \rangle = \frac{\sum_{i=1}^{N_d} A_i |V_{// i}|}{\sum_{i=1}^{N_d} A_i}$$

La somme porte sur le nombre N_d de fragments de l'événement. Les composantes transverse et longitudinale sont naturellement choisies par rapport à la direction du faisceau (axe Oz). Ces deux quantités ne sont pas directement liées aux variables de formes d'événements car elles sont non seulement sensibles à la géométrie de l'événement mais aussi aux valeurs des modules des impulsions. On peut regrouper ces deux quantités pour construire le rapport d'isotropie R_p caractérisant le rapport entre les composantes transverse et longitudinale :

$$R_p = \frac{2\langle P_{\perp} \rangle}{\pi\langle P_{\parallel} \rangle} = \frac{2 \sum_{i=1}^{N_d} A_i |V_{\perp i}|}{\pi \sum_{i=1}^{N_d} A_i |V_{\parallel i}|}$$

Le facteur $2/\pi$ est un coefficient permettant la normalisation à 1 du rapport d'isotropie dans le cas d'une distribution isotrope d'impulsions dans l'espace (pour une infinité de fragments). Plus le rapport R_p s'éloigne de 1, plus on peut considérer que l'événement privilégie une direction plutôt qu'une autre ($R_p \ll 1 \Rightarrow$ direction Oz privilégiée alors que $R_p \gg 1 \Rightarrow$ plan xOy privilégié). Il faut noter que, pour les événements que nous étudions, le nombre de fragments est limité (de 3 à 6 approximativement) et ceci induit des fluctuations *intrinsèques* sur le calcul du R_p et ne permet pas, même dans le cas idéal d'une émission isotrope, d'obtenir une valeur égale à 1.

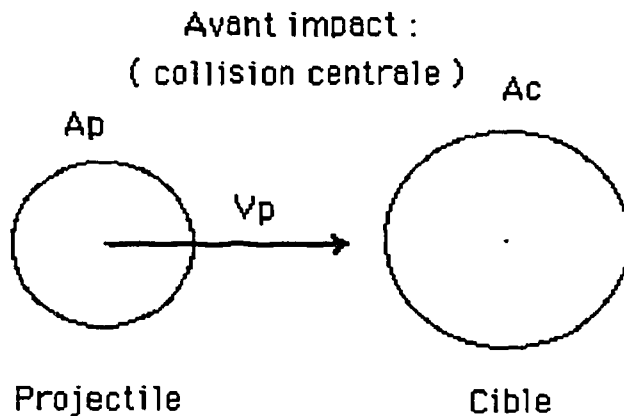
ANNEXE 3

**Transfert de moment linéaire, hypothèse de transfert massif
Energie d'excitation**

1 Transfert massif, fusion incomplète.

L'un des points les plus délicats dans l'étude des collisions entre ions lourds est souvent l'estimation de l'énergie apportée par le projectile dans le noyau de fusion plus ou moins complète que l'on peut former. Une méthode simple pour obtenir une telle estimation est de supposer que l'énergie apportée par le projectile provient *uniquement* des nucléons transférés du projectile pour la formation du noyau composé, ceci dans le cas où l'on est en cinématique directe (le projectile est plus léger que la cible, car dans le cas contraire, donc en cinématique inverse, le pré-équilibre viendra du transfert des nucléons de la cible au projectile); le reste de l'énergie est alors emportée par les particules dites de *pré-équilibre*, particules ayant peu ou pas interagé avec la cible et conséquence d'une propriété de *transparence* de la matière nucléaire.

La figure 3.1 schématise la collision et la formation d'un noyau composé par réaction de fusion incomplète (mode dominant aux énergies intermédiaires) entre la cible et le projectile.



Après la collision :

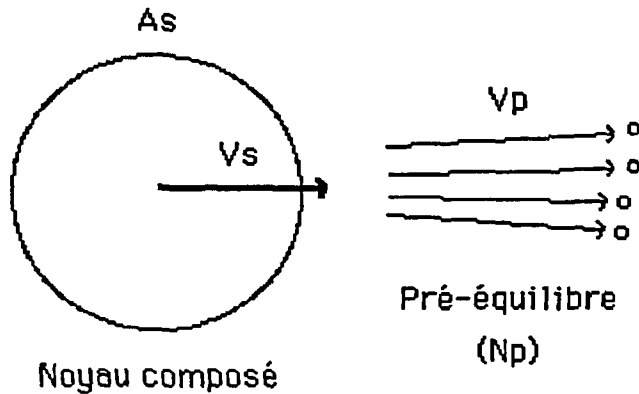


Fig 3.1 : Schéma de formation d'un noyau composé.

Le calcul de l'énergie d'excitation totale E^* du noyau composé et le nombre de particules de pré-équilibre N_p s'effectue en posant la conservation de l'énergie et de l'impulsion du système et l'on obtient :

$$N_p = \frac{A_p V_p - (A_p + A_c) V_s}{V_p - V_s}$$

et

$$E^* = \frac{1}{2} A_c u V_p V_s - Q$$

où A_p et A_c sont les nombres de nucléons du projectile et de la cible, V_p et V_s les modules des vitesses dans le laboratoire du projectile et du noyau composé, u est l'unité de masse atomique ($u = 931,5 \text{ MeV}/c^2$) et Q est le bilan en masse de la réaction conduisant à la formation du noyau composé ($Q = (A_s - A_p - A_c) u$). Le nombre de nucléons du noyau composé est alors donné par :

$$A_s = A_c + A_p - N_p = \frac{A_c V_p}{V_p - V_s}$$

On peut également en déduire l'énergie d'excitation moyenne par nucléon ϵ^* du noyau composé :

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

Le moment linéaire P_s transféré au noyau de fusion incomplète peut être également estimé par la vitesse de recul observée V_s :

$$P_s = A_s V_s = \frac{A_c V_s^2}{V_p - V_s}$$

Le modèle de transfert massif incomplet permet donc grâce à la mesure de la vitesse de recul du noyau composé V_s de remonter à la multiplicité de particules de pré-équilibre, ainsi qu'au moment linéaire transféré et l'énergie d'excitation de ce même noyau. En dérivant ces expressions, on peut obtenir l'estimation de l'erreur commise sur ces quantités si l'on considère une variation ΔV_s sur la vitesse de recul :

$$\Delta N_p = \frac{A_p (V_p + V_s) + A_c V_p}{(V_p - V_s)^2} \Delta V_s$$

$$\Delta E^* = \frac{1}{2} A_c V_p \Delta V_s$$

$$\Delta \epsilon^* = \left(\frac{1}{2} V_p + V_s \right) \Delta V_s$$

$$\Delta P_s = \frac{A_c V_s (2V_p + V_s)}{(V_p - V_s)^2} \Delta V_s$$

2 Energie d'excitation et température d'un noyau.

Notion de température d'un noyau.

On peut obtenir une valeur de l'énergie d'excitation en mesurant le paramètre de pente T donné par les spectres d'énergie cinétique des particules légères dans le repère du noyau émetteur. En effet, considérons un noyau Y se désexcitant par l'émission d'une particule b . Appelons E^* l'énergie d'excitation de ce dernier *après* le processus d'évaporation, ϵ_c l'énergie cinétique de la particule évaporée (on suppose que la particule est évaporée dans son état fondamental) et ϵ_{bY} l'énergie cinétique maximale de la particule évaporée ($\epsilon_{bY} = e + Q$, où e est l'énergie cinétique totale de la voie d'entrée dans le centre de masse de la réaction et Q est la différence entre les masses des constituants dans la voie de sortie et les constituants de la voie d'entrée). On a alors :

$$\epsilon_c = \epsilon_{bY} - E^*$$

Si le noyau Y est produit dans son état fondamental, l'énergie cinétique emportée par la particule b est ϵ_{bY} et correspond à l'énergie maximale disponible pour b. Appelons $\rho(E)dE$ le nombre d'états du noyau résiduel Y pour une énergie d'excitation comprise entre E et E+dE où $E = \epsilon_{bY} - \epsilon$, le modèle statistique (WEIK37) dit que la probabilité d'émission $P(\epsilon)d\epsilon$ d'une particule b dans la tranche d'énergie $\epsilon, \epsilon+d\epsilon$ est donnée par :

$$P(\epsilon)d\epsilon = K \epsilon \sigma_b(\epsilon) \rho(\epsilon_{bY}-\epsilon)d\epsilon$$

où $\sigma_b(\epsilon)$ est la section efficace liée à la production de la particule b. Dans le cas de neutrons, on peut considérer la section efficace de production comme *constante* vis-à-vis de l'énergie de la particule évaporée. Si la particule évaporée est une particule chargée, il faut se prévenir de l'interdiction de production de particules dont l'énergie cinétique est inférieure à la barrière de potentiel B. On prend ceci en compte de manière simple en autorisant la production de particules chargées que si $\epsilon > B$ (ce qui revient à imposer le changement de variable $\epsilon' = \epsilon - B$ dans les expressions précédentes). Alors, le terme prépondérant de l'expression devient la densité d'états du noyau résiduel $\rho(E)$ et l'on peut considérer que $\rho(E)$ est une fonction très rapidement croissante de E et donc décroissante de ϵ . Ceci nous permet de réaliser un développement limité au premier ordre du logarithme de la densité d'états $\omega(\epsilon_{bY}-\epsilon) = \text{Ln}(\rho(\epsilon_{bY}-\epsilon))$ autour de ϵ_{bY} et cela conduit à :

$$\omega(\epsilon_{bY} - \epsilon) \approx \omega(\epsilon_{bY}) - \epsilon \left(\frac{d\omega}{dE} \right)_{E=\epsilon_{bY}}$$

Si nous réécrivons dans l'expression donnant la probabilité d'émission de la particule, on obtient :

$$P(\epsilon)d\epsilon \approx K (\epsilon - B) \exp \left(- (\epsilon - B) / T(\epsilon_{bY}) \right)$$

où $T(\epsilon_{bY})$ est la température du noyau résiduel Y définie en sens statistique du terme (en effet, on a : $T = dS/dE$ et $S = k \text{Ln}(\rho)$) pour l'énergie résiduelle ϵ_{bY} . L'expression déduite de ce raisonnement simple permet de voir que la distribution $P(\epsilon)$ en énergie cinétique d'une particule évaporée est dépendante des caractéristiques énergétiques du noyau père Y par la température T. La forme associée à la distribution en énergie de particules produites par évaporation permet une *mesure de la température* (après évaporation) du noyau émetteur et donc, connaissant l'expression de la densité d'états associée à ce noyau, une *estimation* de l'énergie d'excitation de ce dernier. En effet, dans le cas où l'on considère les nucléons du noyau comme un gaz *dégénéré* de fermions, on établit la relation suivante entre l'énergie d'excitation et la température :

$$E^* = a T^2$$

a est le paramètre densité de niveaux et peut être estimé par la formule :

$$a = A / K$$

où K varie de 8 à 16 suivant le noyau considéré. Des formulations plus sophistiquées peuvent être obtenues dans le cadre par exemple du modèle de Thomas-Fermi couplé à une interaction réaliste de type Skyrme (GUET88) et conduisent à une paramétrisation du paramètre densité de niveau plus complexe (DURA92).

ANNEXE 4

Modèle de multifragmentation Séquence de choix d'une configuration.

1 Préliminaire.

Dans le modèle de multifragmentation utilisé dans le chapitre IV, une des étapes importantes du calcul consiste à choisir une configuration donnée $C (A_i, Z_i, r_i, p_i, \epsilon^*_i)$ où A_i et Z_i sont les nombre de nucléons et de charge des fragments, r_i et p_i les positions et impulsions et ϵ^*_i les énergies d'excitation de ces mêmes fragments. Appelons $W(C)$ le poids statistique d'une telle configuration. Le principe de choix d'une configuration C fait appel à une marche aléatoire (Random Walk) par la méthode de Metropolis (KOON87). Cette technique permet d'explorer de manière efficace l'espace des phases (représenté par les $6N-4$ variables de la configuration) et d'évoluer, d'une configuration donnée C vers une autre C' plus probable; en bref, la méthode de Metropolis échantillonne l'espace des phases en accord avec les poids respectifs des différentes configurations tout en respectant le principe de la balance détaillée.

En effet, soit $P(C \Rightarrow C')$ la probabilité de choisir une configuration C' à partir de C , alors on a :

$$P(C \Rightarrow C') = T(C \Rightarrow C') A(C \Rightarrow C')$$

où $T(C \Rightarrow C')$ est la probabilité de choisir C' à partir de C et $A(C \Rightarrow C')$ est la probabilité que la configuration C' soit acceptée; on décompose ainsi la probabilité d'obtenir C' en probabilité de cheminement T et probabilité de choix de la configuration A . Le principe de la balance détaillée impose que l'on ait :

$$\frac{P(C \Rightarrow C')}{P(C' \Rightarrow C)} = \frac{T(C \Rightarrow C') A(C \Rightarrow C')}{T(C' \Rightarrow C) A(C \Rightarrow C')} = \frac{W(C')}{W(C)}$$

2 Poids statistique d'une configuration :

Le poids $W(C)$ est donné par le volume relatif occupé par cette configuration dans l'espace des phases ouvert pour le système et peut s'écrire (cf chap. IV) :

$$W(C) = \frac{1}{N! \Gamma(3N/2)} \prod_{n=1}^N \left[\Omega \left(\frac{m A_n}{2\pi h^2} \right)^{3/2} \rho_n(\epsilon_n) \right] \delta \left(\sum_{i=1}^N A_i - A_0 \right) K^{\frac{3N}{2}-1}$$

où :

$$K = E - \sum_{i=1}^N [\epsilon_i - B_i] - \frac{1}{2} \sum_{i,j} V_{ij}$$

représente l'énergie cinétique totale des N fragments. La division par le facteur $N!$ est dû au fait qu'il existe $N!$ fragmentations possibles pour une partition donnée en changeant uniquement l'ordre des indices et qui représentent la même configuration physique.

3 Détermination de la configuration de départ :

Le principe de détermination d'une configuration s'effectue donc en accord avec le rapport des poids statistiques de la configuration d'arrivée (C') et de la configuration de départ (C). La séquence de cheminement par la méthode de Metropolis peut alors se schématiser comme suit :

1. Choix d'une cassure :

On détermine de manière aléatoire une partition $A_0 \Rightarrow A_1 + A_2 + \dots + A_N$ en respectant l'équiprobabilités des possibilités et en s'assurant que tous les fragments sont tels que $A_i > A_{\min}$ ($A_{\min} = 10$) afin de respecter le mécanisme de multifragmentation. Les charges sont choisies de manière à avoir un rapport N/Z à peu près équivalent au noyau initial (A_0, Z_0). On dispose de la partition $(A_i, Z_i)_{i=1, N}$.

2. Calcul du point selle du système :

On place les fragments dans l'espace de manière à atteindre un point selle généralisé pour le système des N préfragments (par homothéties successives sur les positions relatives entre fragments) et l'on choisit leurs impulsions en tenant compte de l'énergie d'interaction des fragments pris deux à deux et de la température du noyau initial. On obtient les positions et impulsions des fragments (r_i et p_i).

3. Détermination des énergies d'excitation :

On partage l'énergie d'excitation disponible par les N fragments (on enlève l'énergie potentielle d'interaction ainsi que les énergies prises par les modes collectifs de rotation, compression ou vibration ainsi que l'énergie cinétique totale emportée par les fragments au point selle) suivant le rapport des paramètres densité de niveau (équipartition de l'énergie d'excitation sur les différents niveaux d'énergie accessibles). On a ainsi les énergies d'excitation ϵ^*_i pour chacun des fragments.

On dispose alors de la configuration de départ $C(A_i, Z_i, r_i, p_i, \epsilon^*_i)$ et l'on peut calculer le poids $W(C)$ correspondant.

4 Evolution vers les configurations les plus probables.

Le plus simple pour réaliser le cheminement et de modifier légèrement la configuration afin de conserver la *réversibilité* du processus. On choisit donc de prendre deux fragments au hasard dans la configuration initiale C et d'échanger un nucléon de l'un vers l'autre tout en imposant que le fragment dans lequel est pris le nucléon ait un nombre de nucléons final supérieur à A_{\min} de manière à toujours conserver le caractère de fragmentation à la configuration finale. On recalcule alors le point selle et les énergies d'excitation des fragments conformément aux étapes 2 et 3 exposées précédemment. On dispose alors de la configuration C' .

· L'acceptation de la configuration C' est réalisée en tirant un nombre aléatoire x entre 0 et 1 et en regardant si celui-ci est supérieur ou non à $W(C')/W(C)$. Si tel est le cas, la configuration C' est acceptée et l'on recommence le processus jusqu'à arrêt du cheminement. On peut vérifier que l'échantillonnage est correct en partant de

configurations initiales différentes et en regardant qu'on évolue bien vers des configurations finales statistiquement les plus probables (processus stochastique).

En résumé, on peut dire que ce mécanisme de choix d'évolution d'une configuration vers une autre a l'avantage d'éviter de perdre du temps à échantillonner *systématiquement* l'espace des phases mais permet d'obtenir un échantillonnage *représentatif* pour le système considéré pour peu d'utiliser une méthode respectant le principe de la balance détaillée énoncé plus haut.

5 Convergence de la méthode.

Un moyen simple d'essayer d'évaluer la qualité et surtout l'efficacité de la méthode de Metropolis employée consiste échantillonner complètement l'espace des phases du système et à regarder ensuite ce que donne l'échantillonnage Métropolis. Le tableau 4.1 donne l'efficacité obtenue pour un noyau d'Or ($A= 197$) en imposant une multiplicité de fragments égale à 3 (pour ne pas avoir à échantillonner un espace des phases trop grand).

Cette efficacité ϵ est calculée en effectuant le rapport entre la somme des poids statistiques des configurations résultant de l'échantillonnage complet de l'espace des phases et la somme des poids des configurations avec échantillonnage Métropolis. Ce rapport est ensuite comparé avec le rapport du nombre de configurations explorées sur le nombre total de configurations existantes. On comprend bien que si ϵ est supérieur à 1, on a réalisé un échantillonnage non pas correct (pour cela il faut pouvoir reproduire une fraction importante de l'espace des phases) mais en tous cas *meilleur* qu'un échantillonnage aléatoire; en effet, si on effectue un échantillonnage aléatoire de l'espace des phases offert, on s'apercevra que dans la majeure partie des cas, on ne peut reproduire la fraction de probabilité correspondant au rapport du nombre de configurations explorées car ici chaque cellule de l'espace est pondérée. La valeur unité pour l'efficacité constitue donc un *majorant* pour l'efficacité d'une méthode aléatoire.

ϵ^* (MeV/u)	% conf. explorées	% poids	Efficacité
2	5,4	9,2	1,72
3,5	8,2	15,1	1,84
5	11,4	28,7	2,52

Tab 4.1 : Pourcentages de configurations explorées et poids correspondants , efficacités obtenues par la méthode de Metropolis comparées à une méthode aléatoire.

On remarque que l'efficacité de la méthode augmente avec l'énergie d'excitation; ceci est dû au fait que l'espace des phases fait apparaître des zones de forte probabilité que l'échantillonnage Metropolis peut explorer (si on lui en laisse quand même le temps) aisément. Nous ne présenterons pas les résultats établis lorsqu'on dilate l'espace des phases par la création de multiplicités de fragments supérieures; il est évident que cette méthode d'échantillonnage devient la *seule* compatible avec un temps de calcul raisonnable (il suffit de savoir que la création de 5 fragments pour un noyau d'Uranium de nombre atomique $A=238$ entraîne $5,3.10^9$ possibilités de partitions !).

ANNEXE 5

FILTRE EXPERIMENTAL

Nous avons besoin, pour la comparaison directe des prédictions des modèles et des données, de disposer d'une simulation du dispositif expérimental, tant en ce qui concerne les fragments (DELF et XYZt) que les particules légères chargées (MUR et TONNEAU). Dans cette annexe sont donc présentées de manière qualitative la technique employée ainsi que les conséquences sur les observables de base (charge et vitesse).

1 Détecteurs fragments : DELF et XYZt.**a Méthode utilisée.**

Nous avons vu dans le premier chapitre quels étaient les seuils de détection des deux détecteurs DELF et XYZt; la méthode employée pour construire le filtre fragments utilise les données de l'expérience afin de permettre une reproduction fidèle des seuils.

On peut dire que l'efficacité de détection englobe deux facteurs indépendants. Le premier sera associé à l'efficacité *géométrique* de détection (acceptance) et peut être facilement déduit des cartes $\theta-\phi$ de localisation des fragments dans le laboratoire. L'acceptation d'un fragment se fera uniquement si celui-ci est compris dans la dite carte (sans tenir compte d'éventuels taux de comptages différents).

Le second facteur est associé aux seuils proprement dit des détecteurs et tient compte des caractéristiques physiques de ceux-ci; là encore, nous avons utilisé les données de l'expérience ; une carte de corrélation Charge-Vitesse pour chaque module permet de condenser l'information concernant les seuils en charge et vitesse du module en question. Un fragment sera donc considéré comme *déecté et identifié* s'il est compris dans le domaine correspondant à la détection de la carte de corrélation. Les figures 5.1 et 5.2 donnent les cartes $\theta-\phi$ pour l'acceptance géométrique et Charge-Vitesse tous modules de XYZt.

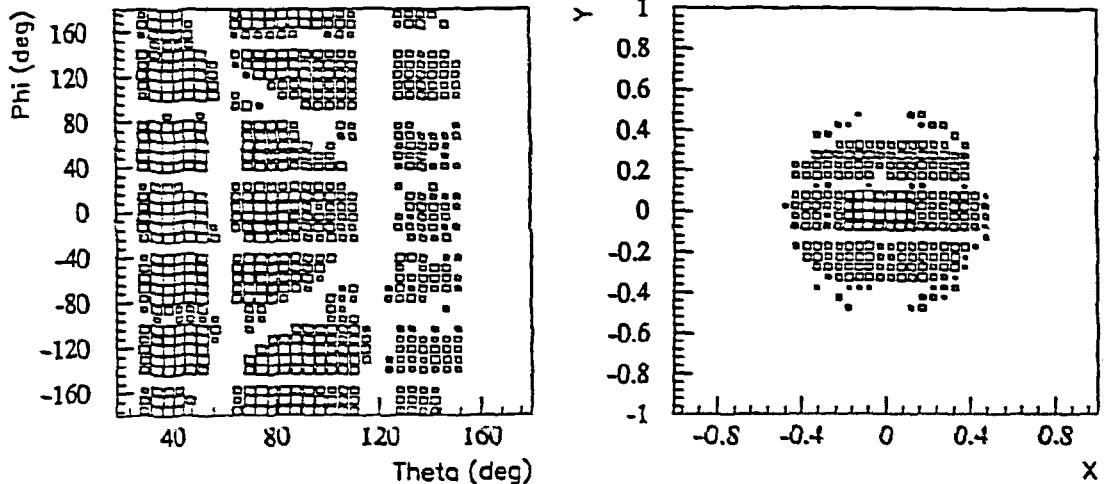


Fig 5.1 : Carte θ - ϕ des fragments détectés dans DELF et XYZt.

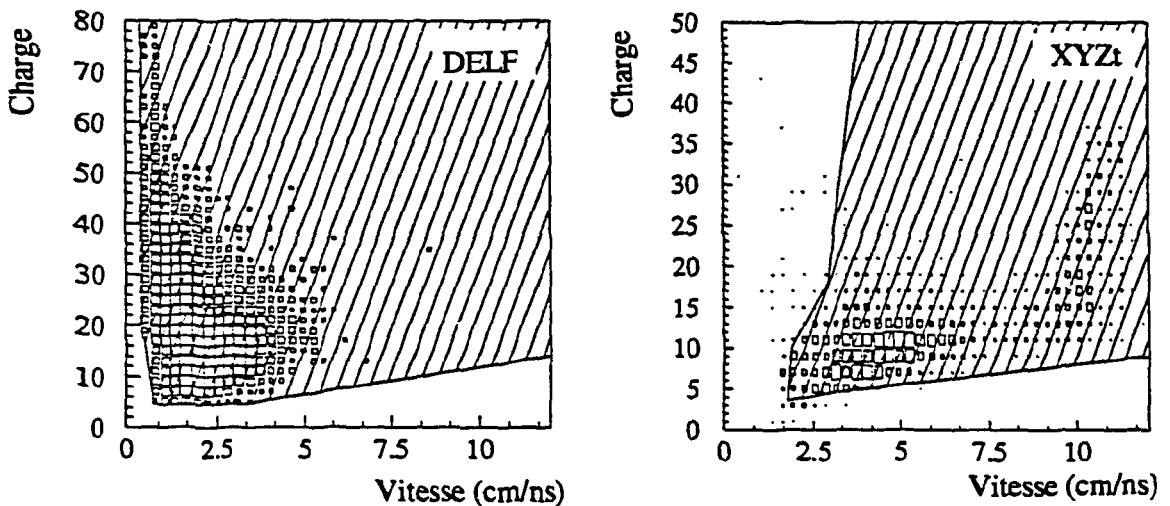


Fig 5.2 : Carte de corrélation Charge-Vitesse des fragments pour l'ensemble des modules de XYZt .

Dans un deuxième temps, il convient de prendre en compte les résolutions en charge et vitesse des détecteurs afin d'introduire une erreur *systématique* sur les observables mesurées. On considère donc une incertitude moyenne en vitesse (dépendant directement de la résolution des codeurs de temps et de l'ordre de 1 ns) et une incertitude sur la détermination de la charge (variant de 5 à 20% suivant la charge de l'ion et la méthode d'identification utilisée, à savoir perte d'énergie dans la chambre d'ionisation ou signal intégré de temps dans les plaques parallèles). Moyennant ces assumptions, on modifie la charge et la vitesse incidente du fragment détecté pour retourner des valeurs des observables issues d'une pseudo-mesure expérimentale (cf tab 5.3).

Localisation	Caractéristiques	Identification	Incertitude sur la charge	Incertitude sur la vit.
DELF	$6 \leq Z \leq 20$ $0.5 \leq V \leq 5$ cm/ns	Chambre d'ionisation	$\Delta Z/Z = 10\%$ $\Delta Z/Z = 15\%$	$\Delta V/V < 5\%$
($30 < \theta < 150^\circ$)	$Z > 20$ $0.5 \leq V \leq 2$ cm/ns	Plaques parallèles	$\Delta Z/Z = 25\%$	$\Delta V/V = 5\%$
XYZT	$4 \leq Z \leq 20$ $V > 2.5$ cm/ns	Chambre d'ionisation	$\Delta Z/Z = 10\%$	$\Delta V/V < 5\%$
($3 < \theta < 30^\circ$)	$20 < Z < 85$ $2.5 \leq V \leq 4$	Plaques parallèles	$\Delta Z/Z = 20\%$	$\Delta V/V = 5\%$

Tab 5.3: Incertitudes sur la charge et la vitesse des fragments pour DELF et XYZt.

b Résultats.

Les résultats obtenus lorsqu'on compare les mêmes événements, filtrés et non filtrés sont exposés ci-dessous; pour simplifier, nous avons considéré les événements générés par le modèle de multifragmentation pour une énergie d'excitation de 5 MeV/u et une vitesse de recul moyenne de 1,8 cm/ns afin de nous placer dans des conditions peu différentes de l'expérience (nous verrons dans le troisième paragraphe que les distributions de charge données par le modèle de multifragmentation à 5 MeV/u reproduisent correctement les distributions de charge expérimentales). Sur la figure 5.4 nous avons la distribution en charge des fragments. Celle-ci est fortement modifiée par le filtre expérimental de par l'élimination des fragments de charge inférieure à 6 (dont certains sont récupérés par le MUR). Cette élimination a pour conséquence de renforcer en proportion relative les charges des fragments plus lourds ($Z = 15-20$). L'effet de l'incertitude introduite sur les charges est visible sur les fragments les plus lourds ($Z > 30$) où l'on remarque que l'on a tendance à sous-estimer *systématiquement* les charges.

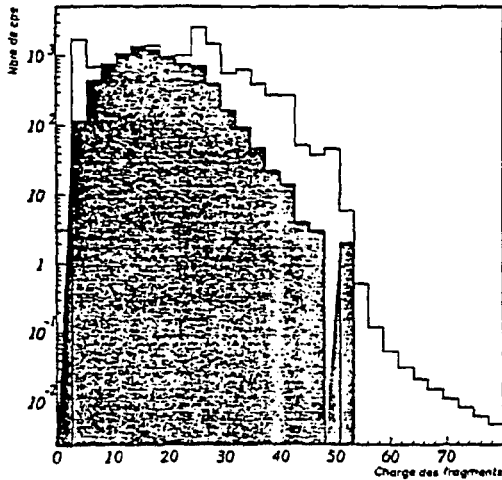


Fig 5.4 : Distributions des charges des fragments détectés dans DELF et XYZt dans le cas d'un détecteur parfait (trait plein) et simulé (en grisé).

Les distributions angulaires dans le laboratoire des fragments sont visibles sur la figure 5.5 ci-dessous; le filtre ne déforme pas par trop la forme des distributions.

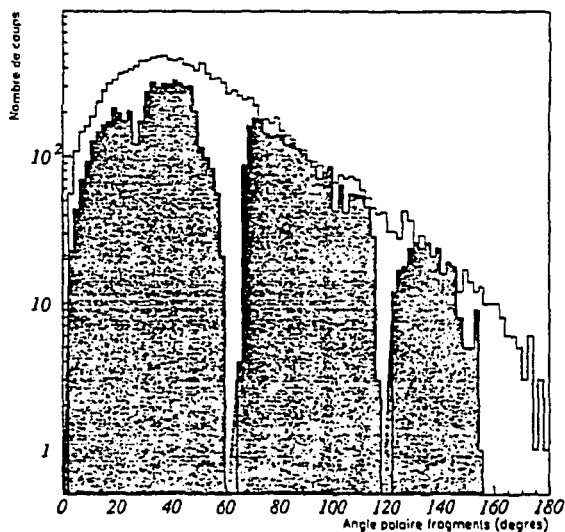


Fig 5.5 : Distributions angulaires des fragments dans le laboratoire dans le cas d'un détecteur parfait (trait plein) et simulé (en grisé).

2 Détecteurs de particules légères (MUR et TONNEAU).

Comme pour le filtre 'fragments', le filtre construit pour la détection des particules légères intègre à la fois l'acceptance géométrique et l'efficacité de détection des détecteurs. L'acceptance géométrique est cependant plus difficile à estimer dans le cas du MUR et du TONNEAU car on doit tenir compte des zones mortes induites par les détecteurs de fragments placés devant; la méthode utilisée pour évaluer quantitativement

ces zones mortes a été de construire, à partir des données récoltées avec le MUR et le TONNEAU, les cartes $\theta-\varphi$ de ces détecteurs. Cette carte est alors utilisée pour savoir si une particule, dans le cadre d'un modèle, peut être vue par les détecteurs de particules légères. Ceci constitue la première étape du filtrage.

La seconde étape consiste à prendre en compte les caractéristiques propres des détecteurs, tant au niveau des seuils de détection et vitesse et en charge qu'en ce qui concerne les méthodes d'identification utilisées. Cette méthode permet de rendre le plus fidèle possible le filtre ainsi créé par l'utilisation des cartes de détection de particules légères chargées. La vérification de la validité du mode opératoire se fait par la mesure des multiplicités de particules légères filtrées et par les distributions angulaires de ces mêmes particules. Dans le tableau 5.6 ci-dessous sont résumées les efficacités géométriques et de détection des multidétecteurs MUR et TONNEAU. La comparaison s'est faite avec les multiplicités de particules légères chargées non filtrées dans les mêmes conditions de déclenchement ($N_d=3$).

Tableau <M _{PLC} >	Sans filtre	Filtre géo- métrique	Filtre de détection	Filtre global
MUR	3,9 (100%)	3,4 (87%)	2,8 (74%)	2,5 (64%)
TONNEAU	17,8 (100%)	6,6 (37%)	10,3 (58%)	3,8 (21%)
TOTAL	22,4 (100%)	10,0 (45%)	13,1 (59%)	6,3 (28%)

Tab 5.6 Multiplicités moyennes de particules légères chargées détectées dans le cas d'un détecteur parfait (sans filtre), d'un détecteur parfait sur le domaine de l'espace réellement couvert (filtre géométrique), d'un détecteur parfait mais avec seuils de détection (filtre de détection) et enfin du détecteur simulé (filtre global).

On remarque que l'efficacité de détection globale se situe à environ 28%, c'est-à-dire que l'on peut récupérer environ 1 particule légère chargée sur 3 avec ce dispositif expérimental et dans les conditions de production des particules prédites par le modèle (on ne tient évidemment pas compte d'éventuelles particules de pré-équilibre ou même des impacts multiples dans un même module de détection, ce qui aurait pour effet d'abaisser encore cette efficacité de détection globale). On notera également que si le MUR réalise une bonne couverture spatiale de son domaine angulaire (87% si l'on tient compte des zones mortes montants des couronnes de DELF qui créent de grandes zones mortes dans les lattes. L'efficacité de détection proprement dite des multidétecteurs se situe à 74% pour le MUR et 58% pour le TONNEAU; le pourcentage plus faible du TONNEAU s'explique par une plage d'identification des particules chargées moins étendue ($1 \leq Z \leq 4$

pour le TONNEAU contre $1 \leq Z \leq 8$ pour le MUR) ainsi que des seuils en vitesses légèrement plus élevées (2,5 cm/ns contre 2,1 cm/ns pour le MUR).

Les distributions angulaires en θ obtenues dans le laboratoire lorsqu'on compare les événements non filtrés et filtrés illustrent ce qui vient d'être dit plus haut (cf fig 5.7 a et b); on remarque les zones de non-détection pour θ autour de 60 et 120° correspondant aux passages des couronnes avant, centrales et arrières de DELF.

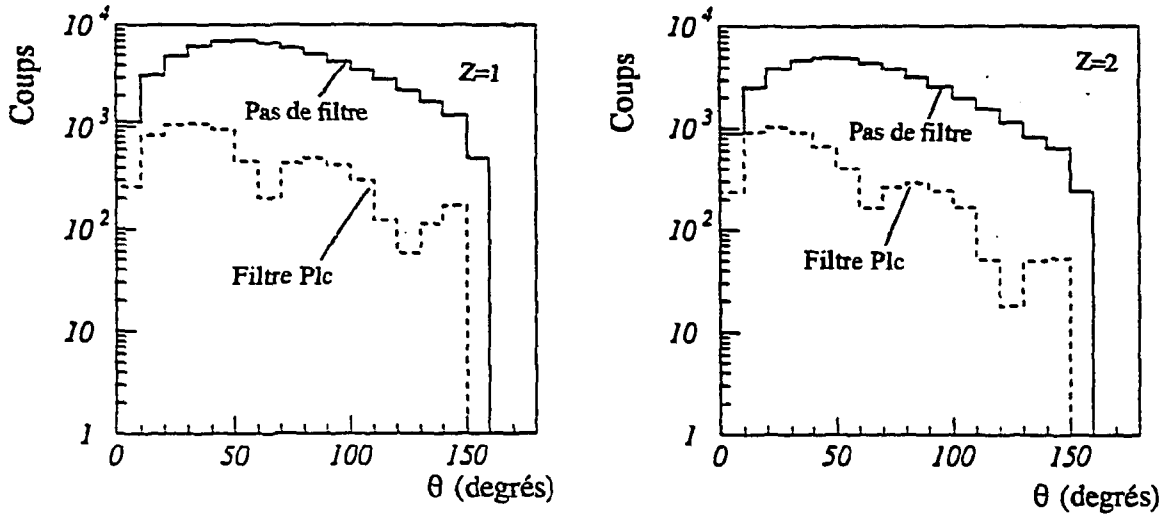


Fig 5.7 a et b : Distributions angulaires en θ dans le laboratoire des particules légères chargées dans le cas d'un détecteur parfait (trait plein) et de la simulation du dispositif expérimental (trait pointillé) pour les protons et les particules α .

Des incertitudes en vitesses, reliées à la résolution des codeurs de temps des détecteurs (de l'ordre de 1 à 2 ns suivant le type des codeurs), ont été également introduites dans le filtre logiciel. Ceci conduit à modifier les vitesses des particules incidentes et prendre des valeurs comprises entre 5 et 15% pour le MUR (pour des vitesses respectives de 2,2 et 18 cm/ns) et de 10 à 25% pour le TONNEAU (pour les mêmes vitesses) eu égard à sa base de temps de vol plus petite.

REFERENCES

REFERENCES

- ACQU88 *GANIL Renouveaulement du système d'acquisition (1988)*
- AICH92 *J. AICHELIN, Rapport interne LPN 92-01 (1992)*
- ALDE56 *K. ALDER et al, Rev. of Mod. Phys. (1956) 432*
- ANGE93 *J. C. ANGELIQUE, Thèse LPC Caen (1993)*
- ARTU73 *A. G. ARTUKH et al, Nucl. Phys. A215 (1973) 91*
- BARZ91 *H. W. BARZ et al, Nucl. Phys. A531 (1991) 453*
- BETH37 *H. A. BETHE et M. S. LIVINGSTON, Revs. Mod. Phys. 9, 261 (1937)*
- BIZA88 *G. BIZARD et al, NIM A244 (1988) 483*
- BIZA93 *G. BIZARD et al, Phys. Letters B302 (1993) 162*
- BLOC77 *J. BLOCKI et al, Annals of Phys. 105 (1977) 427*
- BOHR39 *N. BOHR et J. A. WHEELER, Physical Review 56 (1939) 426.*
- BOND88 *J. P. BONDORF, Nucl. Phys. A488 (1988) 31*
- BOND90 *J. P. BONDORF et al, Phys. Letters B240 (1990) 28*
- BOUG87 *R. BOUGAULT et al, NIM A259 (1987) 473*
- BOUG89 *R. BOUGAULT et al, Nucl. Phys. A488 (1989) 255c*
- BRES92 *S. BRESSON et al, Phys. Letters B294 (1992) 33*
- CASS89 *Y. CASSAGNOU et al, Proc. of Dallas Symposium (1989) 386*
- CERN89 *R. BRUN et al, CERN Q121 (1989)*
- CHAR88 *R. J. CHARITY et al, Nucl. Physics A483 (1988) 371*
- CHAR90 *R. J. CHARITY et al, Nucl. Phys. A511 (1990) 59*
- CUSS89 *D. CUSSOL, Thèse LPC Caen (1989)*
- DROU85 *A. DROUET, Thèse LPC Caen (1985)*
- DURA92 *D. DURAND, Nucl. Phys. A541 (1992) 266*
- FAI83 *G. FAI, J. RANDRUP, Nucl. Phys. A404 (1983) 551*
- FAI86 *G. FAI, J. RANDRUP, Comp. Phys. Comm. 42 (1986) 385*
- GEN91a *A. GENOUX-LUBAIN, Rapport interne LPCC 91-05 (1991)*

REFERENCES (suite)

- GEN91b A. GENOUX-LUBAIN, *Rapport LPC Caen 91-11 (1991)*
- GLAS89 M. GLASER, *Thèse CRN Strasbourg (1989)*
- GREG87 C. GREGOIRE, *Ecole Joliot Curie (1987)*
- GUET88 C. GUET *et al*, *Phys. Lett. B205 (1988) 427*
- GYUL81 M. GYULASSY *et al*, *Nucl. Phys. A362 (1981) 503*
- HADD93 F. HADDAD, G. ROYER, *G. Nucl. Part. Phys. 18 (1993) 1531*
- HAMD93 T. HAMDANI, *Thèse LPC Caen (1993)*
- HAUS52 W. HAUSER, H. FESHBACH, *Phys. Rev. 87 (1952) 366*
- KERA93 A. KERAMBRUN, *Thèse LPC Caen (1993)*
- KIEN92 P. KIENLE, *Nucl. Phys. A538 (1992) 17c*
- KOON87 S.E. KOONIN, J. RANDRUP, *Nucl. Physics A474 (1987) 173*
- KRAP79 H. J. KRAPPE, J. R. NIX *et al*, *Phys. Rev. C20 (1979) 992*
- LEF078 M. LEFORT, Ch.NGÔ, *Ann. of Phys. (1978) 5*
- LEMI92 J. LEMIERE, *Thèse LPC Caen (1992)*
- LEA86 S. LERAY, *Colloque C4 Jour. de Phys. (1986) 275*
- LOPE88 J. A. LOPEZ, J. RANDRUP, *Rapport LBL-25664 (1988)*
- LOPE89 J. A. LOPEZ, J. RANDRUP, *Nucl. Phys. A503 (1989) 183*
- LOPE90 J. A. LOPEZ, J. RANDRUP, *Nucl. Phys. A512 (1990) 345*
- LOUV93 M. LOUVEL *et al*, *Nucl. Phys. A559 (1993) 137*
- LUKA91 J. LUKASIK, J. BRZYCHCZYK, *Nucl. Phys. A535 (1991) 272*
- METI92 V. METIVIER, *Rapport de stage DEA, LPC Caen (1992)*
- METR53 N. METROPOLIS *et al*, *J. Chem. Phys. 21 (1953) 1087*
- MJAH87 M. MJAHEDE, *Thèse LPC Clermont-Ferrand (1987)*
- MORE75 L. MORETTO, *Nucl. Physics A247 (1975) 211*
- MOUL78 J. B. MOULTON, *NIM A157 (1978) 325*
- PEGH90 A. PEGHAIRE *et al*, *NIM A295 (1990) 365*

REFERENCES (fin)

- PETE90** *J. PETER et al, Phys. Lett. B237 (1990) 187*
- PHAI92** *L. PHAIR et al, Nucl. Phys. A548 (1992) 489*
- PROT93** *N. PROT, Thèse LPC Caen (1993)*
- ROYE85** *G. ROYER et B. REMAUD, Nucl. Phys. A444 (1985) 477*
- ROYE86** *G. ROYER, Thèse LPN Nantes (1986)*
- RUDO91** *G. RUDOLF et al, Publication CRN Strasbourg PN 91-06 (1991)*
- RUDO93** *G. RUDOLF et al, Phys. Letters B307 (1993) 287*
- SEBI88** *F. SEBILLE et al, Rapport interne GANIL 88-03 (1988)*
- SIER85** *A. J. SIERK, Phys. Rev. Lett. 55 (1985) 582*
- SOUZ93** *R. T. de SOUZA et al, Phys. Letters B300 (1993) 29*
- STEC91** *J.C. STECKMEYER, Rapport LPC Caen 91-05 (1991)*
- STER59** *R. M. STERNHEIMER, Phys. Rev. 115 (1959) 137*
- SURA89** *E. SURAUD et al, Phys. Lett. B229 (1989) 359*
- SURA90** *E. SURAUD, Ecole Joliot-Curie (1990)*
- SWIA83** *W. J. SWIATECKI, Aust. J. Phys. 36 (1983) 641*
- SWIA88** *W. J. SWIATECKI, Private communication (1988)*
- TAMA88** *B. TAMAIN, Conférence EPS-8 (1991) 383*
- TILL88** *J. TILLIER, Publication GANIL A8812 (1988)*
- TROC87** *R. TROCKEL et al, Phys. Rev. Letters 59 (1987) 2844*
- VIEN92** *E. VIENT, Thèse LPC Caen (1992)*
- VIOL87** *V. E. VIOLA, Phys. Rev. C31 (1985) 1550*
- VIOL89** *V. E. VIOLA, Proc. of Dallas symposium (1989) 82*
- WEIS37** *V. F. WEISSKOPF, Phys. Review 52 (1937) 295*

La production multiple de fragments dans les collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires constitue le mode majeur de désexcitation des noyaux chauds formés lors des collisions centrales. L'étude du système Kr+Au à 60 A.MeV, réalisé au GANIL à l'aide d'un ensemble de détection 4π à faibles seuils comprenant les multidétecteurs DELF et XYZt (fragments), le MUR et le TONNEAU (particules légères chargées) ainsi qu'une batterie de 6 télescopes, a permis de mesurer les caractéristiques globales des réactions les plus dissipatives conduisant à la formation d'un nombre appréciable (jusqu'à 6) de fragments de charge supérieure à 5. L'analyse des caractéristiques de ces événements a été réalisée à l'aide de variables globales qui ont permis, entre autres, d'affirmer que l'on avait la formation d'un système composite présentant des caractéristiques d'équilibre global lorsqu'on regardait les observables cinématiques (vitesses) dans le centre de masse de la réaction. L'utilisation de deux modèles, l'un de multifragmentation, l'autre de fission binaire séquentielle, a permis de conclure à l'existence d'un mécanisme simultané de production des fragments issus du système composite (multifragmentation). Enfin, aucun effet lié à la compressibilité de la matière nucléaire (phase de compression/expansion du système) n'a été mis en évidence pour la majeure partie des fragments (charge supérieure à 10).

ABSTRACT

Multi-fragments production in intermediate-energy heavy ion collisions is the most important de-excitation process for hot nuclei produced in small impact-parameter collisions (central collisions). The study of the 60 A.MeV Kr+Au system, performed at GANIL with a 4π and low threshold experimental setup including the fragments and light charged particles multidetectors DELF, XYZt, MUR and TONNEAU associated with 6 solid state detectors, has allowed to measure the global characteristics of dissipative reactions leading to a large amount (up to 6) of fragments with charge greater than 5. The events analysis has been performed by using global variables and has shown that there was the formation of a equilibrated composite system when one looked at kinematical observables (velocities) in the center-of-mass frame. The use of two models, one corresponding to multifragmentation, the other to sequential binary fission, has allowed to conclude for the existence of a simultaneous breakup of the composite system (multifragmentation). Last, no effect related to nuclear matter compressibility (compression/expansion stage) has been found for the most important part of the fragments (charge greater than 10).

MOTS CLEFS

Collisions d'ions lourds

Energie de FERMI

Collisions centrales

Système composite

Energie d'excitation

Multifragmentation

Compression

KEY WORDS

Heavy ion collision

FERMI Energy

Central collisions

Composite system

Excitation energy

Multifragmentation

Compression