



HAL
open science

Mouvement collectif et multifragmentation dans les collisions centrales du système Xe + Sn à 50 MeV par nucleon

Nathalie Marie

► **To cite this version:**

Nathalie Marie. Mouvement collectif et multifragmentation dans les collisions centrales du système Xe + Sn à 50 MeV par nucleon. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université de Caen, 1995. Français. NNT: . in2p3-00010210

HAL Id: in2p3-00010210

<https://hal.in2p3.fr/in2p3-00010210>

Submitted on 31 Jan 2017

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

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

Université de Caen

THESE

*présentée
par*

Nathalie MARIE

pour obtenir

le GRADE de DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE CAEN
Spécialité : PHYSIQUE NUCLEAIRE

sujet :

**MOUVEMENT COLLECTIF ET MULTIFRAGMENTATION
DANS LES COLLISIONS CENTRALES
DU SYSTEME Xe + Sn à 50 MEV PAR NUCLEON**

soutenue le 20 Décembre 1995 devant le jury composé de :

Monsieur	B. TAMAIN	Président
Monsieur	N. ALAMANOS	
Monsieur	C. LEBRUN	Rapporteur
Monsieur	J-F. LECOLLEY	
Madame	S. LERAY	Rapporteur
Monsieur	J-P. WIELECZKO	

Université de Caen

THESE

*présentée
par*

Nathalie MARIE

pour obtenir

le GRADE de DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE CAEN
Spécialité : PHYSIQUE NUCLEAIRE

sujet :

**MOUVEMENT COLLECTIF ET MULTIFRAGMENTATION
DANS LES COLLISIONS CENTRALES
DU SYSTEME Xe + Sn à 50 MEV PAR NUCLEON**

soutenue le 20 Décembre 1995 devant le jury composé de :

Monsieur	B. TAMAIN	Président
Monsieur	N. ALAMANOS	
Monsieur	C. LEBRUN	Rapporteur
Monsieur	J-F. LECOLLEY	
Madame	S. LERAY	Rapporteur
Monsieur	J-P. WIELECZKO	

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier Monsieur Samuel Harar, ancien Directeur du GANIL, pour son accueil dans ce laboratoire, au sein du groupe INDRA.

Mes remerciements s'adressent également à Monsieur Daniel Guerreau, actuel Directeur du GANIL, qui m'a permis d'achever ce mémoire de thèse doctorale, pour la compréhension dont il a fait preuve et le soutien qu'il m'a apporté.

Je veux témoigner plus particulièrement ma profonde reconnaissance à mon Directeur de Thèse, Jean-Pierre Wieleczo, pour avoir suivi pas à pas et orienté mes recherches en y apportant des critiques formatrices et des conseils de rigueur, dans le souci de préciser et d'enrichir mon travail. Je tiens également à le remercier pour son soutien pendant les moments de doute et de découragement qui ont ponctué ces trois années.

Je veux exprimer toute ma gratitude à Jean-François Lecolley qui m'a été d'un grand secours et qui, dès l'université, m'a toujours manifesté sa confiance. J'ai beaucoup apprécié les discussions très riches d'enseignements et très fructueuses que nous avons eues ensemble. Je le remercie également pour sa disponibilité de tous les instants.

J'adresse mes remerciements à Dominique Durand qui m'a beaucoup apporté au cours de nos nombreuses discussions instructives, pour sa collaboration efficace et enrichissante.

Je tiens à exprimer ma reconnaissance à Rémi Bougault pour ses conseils et remarques avisés, ainsi que pour sa relecture approfondie et critique de mon mémoire de thèse.

Mes remerciements s'adressent également à Monsieur Bernard Tamain, Président de mon jury de Thèse, Monsieur Claude Lebrun et Madame Sylvie Leray, Rapporteurs de ce mémoire, Messieurs Jean-François Lecolley et Nicolas Alamanos qui ont participé à mon jury de Thèse.

Je veux remercier Abdou Chbihi pour ses nombreux conseils et enseignements concernant notamment la programmation informatique ainsi que la calibration des détecteurs.

J'exprime ma gratitude à François Saint-Laurent qui a collaboré à ce travail de thèse. Je le remercie plus particulièrement pour son aide pendant la préparation de ma soutenance et sa relecture attentive de mémoire.

Ma reconnaissance va également à Gérard Auger pour m'avoir accueillie au sein du groupe physiciens du GANIL.

Mes remerciements s'adressent à Philippe Chomaz, Maria et Alfio Guarnera avec lesquels j'ai eu plaisir à travailler et visualiser des événements physiques.

Je tiens à exprimer ma gratitude au personnel technique et administratif du GANIL, notamment à Monique Bex et Nicole Aubry pour leur gentillesse et le réconfort qu'elles m'ont apporté tout au long de ces trois années de thèse.

Bien sûr, je n'oublierai pas la joyeuse bande d'étudiants qui représentait pour moi un clan soudé et chaleureux, avec lequel j'ai passé de très bons moments et auprès duquel j'ai toujours trouvé soutien et réconfort. Un grand merci à Alfio, Amine, Arnaud, Bernd, Bertrand, Christina, Enrico, Giuseppe, Jean-Claude, Jean-Marc, Lola, Maria, Marielle, Marion, Mylène, Olivier(s), Patrick (Belouga), Pepe, Richard, Stéphane, Stéphanie, Xavier, Yann. Je tiens à remercier plus particulièrement Pepe avec qui j'ai eu beaucoup de plaisir à travailler et avec qui j'ai noué une grande amitié qu'il m'a maintes fois témoignée par des encouragements et de précieux conseils constants.

A mes Parents ,

A mes Sœurs.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION	1
Chapitre 1 : Le multidétecteur INDRA.....	8
1.1. Introduction.....	8
1.2. Fonctionnement et géométrie.....	8
1.3. Les particularités des différents types de détecteurs.....	10
1.3.1 Les chambres d'ionisation (Chios).....	10
1.3.2 Les détecteurs siliciums (Si).....	12
1.3.3. Les détecteurs à Iodure de Césium (ICs).....	12
1.3.4 Les détecteurs phoswichs.	13
1.4. L'électronique.....	17
1.4.1 Les Chios et les Si.	18
1.4.2 Les ICs et les Phoswichs.	18
1.4.3 Le déclenchement et l'acquisition des données.	19
Chapitre 2 : Description des techniques de calibration en énergie des détecteurs.....	21
2.1. Introduction.....	21
2.2. Calibration des Si.....	21
a) Les Si de 300 μm (3° à 45°) :.....	21
b) Les Si de 80 μm et les Si(Li) de 2mm (45° à 176°) :.....	22
2.3. Calibration des Chios.....	22

2.4. Calibration des scintillateurs arrière.	22
2.5. Calibration des phoswichs.....	23
2.6. Calibration des scintillateurs avant.	23
2.6.1 Description de la méthode expérimentale.	24
2.6.2 Calcul des énergies des particules diffusées.....	27
2.6.3 Paramétrisation des points expérimentaux.	29
2.6.4 Autres méthodes de calibration.	33
a) Procédure globale.	33
b) Procédure d'étirement.	39
2.7. Conclusion.....	41

Chapitre 3 :Présentation des données expérimentales. 43

3.1. La prise des données.	43
3.2. Caractéristiques générales des événements mesurés.....	44
3.2.1 Corrélation charge - vitesse.	45
3.2.2 Bilan en impulsion et distribution de charge totale.	46
3.2.3 Distributions de multiplicités.....	50
3.2.4 Corrélation Z_{max} - M_{tot}	51
3.3. Choix des critères de complétude.	52
3.3.1 Effets de la sélection.....	53
3.3.2 Estimation du paramètre d'impact.	55
3.4. Conclusion.....	58

Chapitre 4 : Classement des collisions dissipatives à l'aide de variables globales..... 60

4.1. Moments de Fox et Wolfram.	61
4.2. Résultats.	62
4.2.1 Distributions du H(2).	62
4.2.2 Bilan en vitesse et distribution de Ztot.	65
4.2.3 Distributions de multiplicités.	67
4.2.4 Corrélation charge - vitesse.	69
4.2.5 Corrélations Vpar - Vper.	73
4.2.6 Variables de forme.	77
4.2.7 Corrélations azimutales et paramètre d'impact.	80
4.3 Conclusion.	83

Chapitre 5 : Analyse des collisions centrales. 86

5.1. Caractéristiques des particules et des fragments.	86
5.1.1 Les distributions angulaires.	86
5.1.2 Les spectres énergétiques.	88
5.1.3 Les distributions de charge.	96
5.1.4 Les distributions d'angles relatifs.	99
5.1.5 Discussion.	101
5.2. Evaluation des caractéristiques de la source de fusion.	101
5.2.1 Evaluation de la taille.	101
5.2.2 Evaluation de l'énergie d'excitation.	103
5.2.3 Evaluation des caractéristiques de la chaîne de désexcitation.	106

5.2.4 Validité des méthodes de reconstruction.....	107
5.2.5 Tableau récapitulatif.....	108
5.2.6 Section efficace.....	108

Chapitre 6 : Mode de désintégration dans les collisions centrales..... 114

6.1. Le choix des générateurs d'événements.....	114
6.2. Multiplicités et distribution de charges.....	116
6.3. Vitesses et angles relatifs.....	119
6.4. Comparaison des spectres énergétiques et des énergies moyennes.....	123
6.5. Discussion.....	128
6.6. Conclusion.....	130

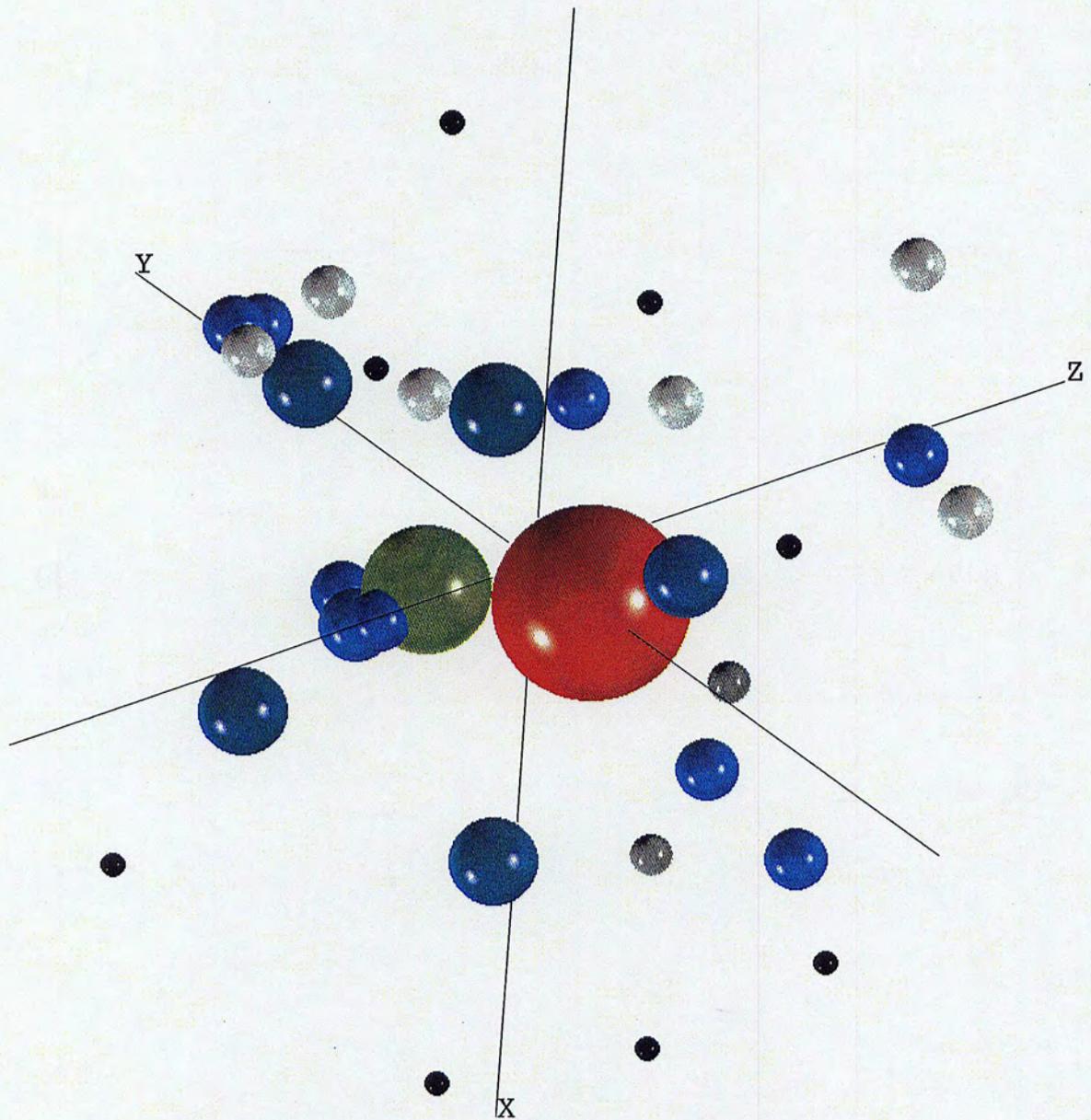
CONCLUSION..... 132

ANNEXES..... 136

1. Le repère de l'ellipsoïde.....	136
2. La sphéricité et la coplanarité.....	137
3. Impulsions transverse et parallèle totales. Rapport d'isotropie....	138
4.1 Le simulateur SIMON (DUR 95).....	139
4.1.1 Caractéristiques des préfragments.....	139
4.1.2 Désexcitation des préfragments.....	142
4.2 Le simulateur EUGENE (DUR 95).....	144

REFERENCES..... 146

INTRODUCTION



Représentation dans l'espace des vitesses d'un événement de $H(2) \leq 0.1$ mesuré à l'aide du multidétecteur INDRA. Les particules et fragments mesurés sont les suivants :

$Z=23$; $Z=9$; $Z=4$; $Z=4$; $Z=4$; $Z=3$; $Z=3$; $Z=3$

$8\ ^4\text{He}$; $9\ ^1\text{H}$; $2\ ^2\text{H}$; $7\ ^3\text{H}$.

INTRODUCTION

L'étude des modes de désintégration des noyaux chauds est la principale voie d'accès aux lois qui régissent le comportement de la matière nucléaire loin de son état d'équilibre. La grande variété de faisceaux aujourd'hui disponibles (ions lourds du Carbone à l'Uranium, hélium, proton, anti-proton) sur une large gamme d'énergies de bombardement, permet d'explorer le rôle respectif des différentes formes de stockage de l'énergie (rotation, compression, thermique) sur la désintégration des noyaux. Entre le régime d'émission de quelques particules légères gouvernant la désintégration à basse énergie et la complète dissociation du système à plus haute énergie, apparaît le phénomène de production multiple de fragments de masse intermédiaire (FMI) de charge $Z \geq 3$: la multifragmentation.

La compréhension de ce processus est à l'origine d'une activité intense aussi bien théorique qu'expérimentale (SUR 89, GRO 90, MOR 93). Cet axe de recherche a nécessité et nécessite encore une grande sophistication des modèles théoriques, la construction d'appareillages expérimentaux performants, le développement de techniques d'analyse puissantes, sans oublier "l'amont" c'est à dire la mise en œuvre d'une électronique rapide capable de gérer rapidement un flux élevé d'informations. L'intérêt pour ce phénomène et l'importance de ces investissements s'expliquent par la variété et le caractère fondamental des domaines de physique auxquels se rattache la multifragmentation. Tout d'abord la multifragmentation donnerait des informations sur l'équation d'état de la matière nucléaire (relation entre la température, la densité et la pression) dont la détermination est un des objectifs majeurs de la physique nucléaire. La multifragmentation pourrait signer une transition de phase de la matière nucléaire analogue à un phénomène critique dans les systèmes moléculaires. En outre, la multifragmentation permettrait de créer en laboratoire des configurations à fragments multiples en interaction coulombienne. Il serait donc possible d'explorer la physique d'un ensemble compact de noyaux en présence d'une force qui a une portée plus grande que la taille du système.

Avant de donner les interprétations possibles de ce mécanisme, rappelons ce que nous ont appris les études à basse énergie.

A basse énergie d'excitation par nucléon ($\leq 1\text{MeV}$), les noyaux sont à la densité de saturation et la désintégration s'effectue par émission successive de particules (neutron, proton, alpha) ou par fission. L'hypothèse d'un équilibre statistique du système à chaque étape du refroidissement explique correctement les données. Le formalisme développé est la théorie statistique standard (WEI 37, HAU 52). Ce n'est que récemment que la désintégration par fragment léger (Lithium, Béryllium,...) a été reconnue. L'exemple le plus spectaculaire est

l'observation de l'émission statistique de fragments allant du Lithium au Néon dans la réaction ${}^3\text{He} + \text{Ag}$ à basse énergie (SOB 83). Ces résultats sont interprétés en généralisant la théorie statistique standard (émissions séquentielles binaires à densité normale) à toutes les fragmentations binaires énergétiquement possibles entre l'évaporation et la fission (CHA 88). Ce formalisme a servi de référence puissante pour l'interprétation des données obtenues à des énergies d'excitations modérées (2-3 A.MeV).

Les succès du modèle statistique standard ont incité certains auteurs à proposer ce scénario pour expliquer le régime de multifragmentation. Cependant les conditions dans lesquelles est observée la multifragmentation laissent supposer que les hypothèses du modèle statistique ne sont pas remplies. Quelles sont les interprétations possibles du processus de multifragmentation ? Elles se rattachent à deux classes principales : description statistique ou dynamique.

Certaines approches théoriques relient étroitement ce phénomène et le passage du système dans un état de basse densité. Cet état est atteint après une phase d'expansion induite soit par pression thermique (modèle de la source émettrice en expansion "EES" de la référence FRI 90) soit à la suite d'une phase de compression dans les premiers instants de la collision (voir les prédictions des modèles de transport par exemple AIC 91, BAU 86, GRE 87). Cependant, ces approches diffèrent par le rôle spécifique de l'expansion dans la désintégration. Nous en citerons trois.

1) Dans le modèle statistique EES (FRI 90), le système, supposé équilibré mais soumis à une expansion spatiale due à l'énergie d'excitation élevée, se refroidit tout d'abord par émission de particules légères énergétiques pour finalement émettre les fragments lorsque la région de basse densité est atteinte. La désintégration est décrite comme une cascade de processus binaires séquentiels dans le temps. Ce scénario présente des similitudes avec celui utilisé pour décrire la désintégration des noyaux à basse énergie d'excitation, mais, dans le cas des noyaux chauds, l'expansion modifie les densités de niveau et les énergies de séparation ce qui a pour conséquence d'augmenter notablement la production de FMI par rapport à un processus séquentiel sans expansion.

2) Dans les modèles de multifragmentation statistique de Berlin (GRO 90) et de Copenhague (BON 85, BAR 86), la phase de dilatation n'est pas traitée explicitement, mais elle est supposée implicitement pour amener le système à une configuration appelée freeze-out. Les fragments peuvent apparaître pendant la phase d'expansion mais continuent à interagir avec le milieu. Ces interactions cessent à la configuration de freeze-out et les auteurs supposent qu'un équilibre thermodynamique est alors atteint. C'est à ce niveau que la modélisation de la multifragmentation intervient. On suppose les différentes configurations de fragmentation à 3,4,5,...fragments. La probabilité pour chaque configuration dépend de l'espace de phase disponible calculé en tenant compte du mouvement des fragments et de leur

énergie d'excitation intrinsèque, dont les populations sont indépendantes. Dans ce modèle, la multifragmentation est une production multiple et simultanée de fragments. La configuration initiale est seulement modifiée par l'interaction coulombienne entre les fragments, et par une émission secondaire de particules légères.

3) D'autres approches tentent de décrire la multifragmentation en s'appuyant sur le concept d'instabilité spinodale (SUR 89, CHO 91, BUR 92). Le système initialement comprimé et chaud subit une dilatation et pénètre dans une région de basse densité où il est mécaniquement instable, zone appelée spinodale. Dans cette région, une perturbation qui serait amortie dans la matière nucléaire à la densité normale, s'y trouve amplifiée. Si le système réside suffisamment longtemps dans la spinodale, les fluctuations de densité ont le temps de se développer ce qui conduit à la brisure du système en fragments. Une des caractéristiques de ce scénario est que seuls certains modes instables se développent dans la matière, ce qui conduit à favoriser des configurations spécifiques et à en interdire d'autres, au contraire d'une multifragmentation de type statistique où l'espace de phase est rempli uniformément. Enfin, ce processus est précédé d'une production importante de particules énergétiques lors de la phase d'expansion.

A l'opposé de ces différents modèles, la description des collisions à l'aide de la dynamique moléculaire quantique (AIC 91) associe la production de fragments et la compression : leur formation est décidée très tôt dans la réaction lorsque le système est à haute densité. En outre, dans ce type de simulation, il est observé que le système émetteur de ces fragments n'a pas atteint un état d'équilibre. Dans ce cas la multifragmentation n'est pas un processus thermique.

A l'heure actuelle les données existantes ne permettent pas de valider l'une ou l'autre de ces approches parce que la confrontation expérience-théorie n'a été possible que pour certaines observables ne contrôlant que partiellement l'évolution du système. Elucider un mécanisme d'une telle complexité exige une connaissance précise du déroulement temporel de la désintégration. Pour cela il est impératif :

- de contrôler la phase de prééquilibre et le mécanisme de formation du système émetteur,
- de mesurer sa taille et son énergie d'excitation,
- de vérifier son degré d'équilibration,
- enfin de connaître le nombre, la charge, l'énergie et la direction d'émission des particules et des fragments, du plus léger au plus lourd.

Cela n'est possible que si les expérimentateurs sont capables de reconstituer l'événement, ce qui nécessite des dispositifs expérimentaux performants.

Les multidétecteurs 4π de première génération (NAUTILUS (MUR (BIZ 88), TONNEAU (PEG 90), DELF (BOU 87), XYZT (RUD 91)) ; AMPHORA (DRA89) ; ALADIN (LYN 89) ; FOPI (GOB 93) ; MINIBALL (SOU 90)...) installés auprès des grands

accélérateurs (GANIL, SARA, GSI, MSU) ont permis des progrès notables (HIR 94). Les efforts ont tout d'abord porté sur les conditions d'observation d'événements multicorps, et il a été confirmé expérimentalement qu'une production abondante de fragments devenait dominante au delà de 30 A.MeV d'énergie de bombardement. Des mesures précises (BIZ 93) ont permis de placer le seuil d'événement à trois corps (c'est la partition la plus simple) à 3 MeV d'énergie d'excitation par nucléon pour des systèmes lourds. L'étude des corrélations en charge des trois plus gros fragments (représentation de Dalitz) dans les collisions centrales des réactions Ar+Au à 30 et 60 A.MeV et Kr+Au à 60 A.MeV (LOU 94, LOP 93) a permis de signer la transition d'une fragmentation asymétrique (à 3 A.MeV) vers une fragmentation symétrique (trois fragments de tailles proches à 5 A.MeV). Il a été démontré que cette évolution ne dépend que de l'énergie d'excitation déposée dans l'émetteur et qu'elle est donc indépendante de la voie d'entrée. Pour les mêmes données, l'analyse des corrélations des angles relatifs entre ces trois fragments a permis d'observer que cette évolution de la distribution de charges s'accompagne d'une diminution spectaculaire des temps d'émission entre les fragments : 500 fm/c à 3 A.MeV; 50 fm/c à 5 A.MeV, cette dernière valeur étant compatible avec un processus simultané. Ces travaux montrent que le paramètre crucial est l'énergie d'excitation déposée dans la source. A mesure qu'elle augmente, on passe d'une fragmentation asymétrique lente à une fragmentation symétrique rapide. Cette diminution du temps d'émission a été également observée pour le système Kr+Nb entre 35 et 75 A.MeV (BAUG 93) en mesurant les corrélations de vitesses relatives réduites pour des paires de fragments de charges comprises entre 3 et 7 : il décroît de 400 fm/c à 35 A.MeV à 125 fm/c à 55 A.MeV, puis reste constant au delà de cette énergie. Ce résultat est en accord avec le précédent ; une comparaison plus fine est impossible puisque dans la référence BAUG 93 on ne connaît pas les énergies d'excitation des sources émettrices. Il est tentant de relier la saturation du temps d'émission observée dans la réaction Kr+Nb pour les énergies de bombardement supérieures à 55 A.MeV à un phénomène d'expansion qui a été reconnu pour un système voisin Kr+ Ag/Br entre 70 et 120 A.MeV (BAU 93). Dans cette expérience d'émulsion, une énergie radiale de 10 A.MeV a été déduite des énergies cinétiques des IMF légers. Des mesures complémentaires sont nécessaires pour confirmer ou infirmer ce lien entre l'expansion et la saturation des temps d'émission. Par ailleurs, dans les expériences citées plus haut (LOU 94, LOP 93) et notamment pour le système Ar+Au à 60 A.MeV, l'analyse des vitesses relatives entre les fragments ou les énergies cinétiques de ces fragments n'indiquent pas de composante collective pouvant être associée à un effet de compression. Ce résultat contredit l'excitation d'un mode de compression proposée pour expliquer les températures faibles des fragments déduites de la mesure des populations relatives d'états excités du Li et Be pour la réaction Ar+Au à 60 A.MeV (SAI 88). Soulignons cependant les différences entre ces deux expériences : le degré de violence n'est pas déduit de la même manière ; la nature des fragments n'est pas la même ; il n'y a pas de mesure directe de

l'expansion dans la référence SAI 88. Là encore des mesures complémentaires sont nécessaires.

Si les détecteurs de première génération ont permis des progrès importants, ils souffrent néanmoins de certaines limitations : efficacité géométrique réduite, seuils énergétiques élevés, identification peu précise, granularité grossière, détection inefficace des fragments légers.... C'est pour pallier ces limitations que le multidétecteur INDRA a été construit. Ses performances devraient permettre des avancées significatives dans la compréhension du mécanisme de multifragmentation.

Ce travail porte sur les résultats d'une expérience effectuée au GANIL avec le multidétecteur INDRA. L'objectif est l'étude du processus de multifragmentation des noyaux excités formés dans les collisions centrales de la réaction $\text{Xe}+\text{Sn}$ à 50 A.MeV. Les résultats expérimentaux présentés dans ce mémoire s'inscrivent dans le programme scientifique de l'expérience E209 qui propose d'explorer la multifragmentation en variant l'asymétrie de la voie d'entrée à nombre total de nucléons fixé. Cette méthode devrait permettre d'acquérir des informations précieuses sur la dynamique de la formation des fragments et le rôle respectif des modes thermiques et compressionnels sur le devenir des noyaux excités. De fait, le choix de la réaction et de l'énergie nous place directement dans le régime de multifragmentation. Ce système étant similaire à la réaction $\text{Kr}+\text{Ag}/\text{Br}$, notre expérience doit permettre entre autre de signer ou non la présence d'un phénomène collectif dans la désintégration.

Ce mémoire débute par une description du multidétecteur INDRA. La calibration des scintillateurs à Iodure de Césium par la méthode des faisceaux secondaires est détaillée dans le Chapitre 2. Le tri des événements est effectué en imposant que l'impulsion et la charge totales mesurées dans l'événement excèdent 80% des valeurs initiales. Une statistique élevée demeure après cette sélection. Ce critère permet d'éliminer les collisions périphériques et de conserver la majorité des collisions fortement dissipatives (Chapitre 3). Un examen rapide des données indique une large gamme de dissipation et le classement par degré de violence est ensuite obtenu à l'aide de la variable globale appelée moment de Fox et Wolfram d'ordre 2 (Chapitre 4). Cette variable permet d'isoler les collisions centrales. Dans ces collisions, les multiplicités moyennes de particules légères sont très élevées (≈ 26), des multiplicités de fragments de masse intermédiaire variant entre 3 et 15 sont observées, avec un nombre moyen de fragments produits égal à 8. La charge totale moyenne collectée (elle est voisine de 90) est très proche de la valeur initiale ce qui montre les qualités exceptionnelles d'INDRA. L'analyse des caractéristiques des particules et des fragments nous a permis de signer la formation d'une source équilibrée, la présence de rémanents du quasi-projectile et de la quasi-cible ainsi que l'existence d'un mécanisme hors équilibre. La taille de la source de fusion incomplète représente 76% de celle du système initial et son énergie d'excitation moyenne est élevée : elle est évaluée à 12.5 A.MeV. Cette source se désintègre en émettant en moyenne 7

fragments de masse intermédiaire, 13 particules de charge égale à 1 et 8 particules de charge égale à 2. En s'appuyant sur des simulations, nous avons estimé que ces événements correspondent à 150 mb de la section efficace totale de réaction (Chapitre 5). Dans le Chapitre 6, la confrontation des données expérimentales avec les prédictions de deux générateurs d'événements (SIMON et EUGENE) montre que la désintégration du noyau composite est simultanée et que les caractéristiques cinématiques des fragments ne peuvent être expliquées qu'en supposant une composante d'énergie collective radiale de 2 A.MeV dans l'énergie d'excitation de la source formée. Les caractéristiques cinématiques des particules légères ne sont pas reproduites avec cette hypothèse, ce qui laisse supposer une hiérarchie dans l'émission des produits de désintégration du système composite. Cette dernière hypothèse devrait être validée en effectuant des comparaisons avec les prédictions de modèles théoriques, tels que des modèles de type champ moyen stochastique ou encore des modèles de transport Landau-Vlasov.

CHAPITRE 1

LE MULTIDETECTEUR INDRA

Le multidétecteur INDRA.

1.1. Introduction.

INDRA est un instrument de détection de particules chargées couvrant 90% de l'espace 4π (PLA 93, POU 94), destiné à l'étude de la formation et de la désexcitation des noyaux chauds formés au cours des collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires. Il permet une mesure précise, événement par événement, de la multiplicité des particules légères chargées et des fragments plus lourds. Pour la réaction Xe + Sn à 50 A.MeV par exemple, les multiplicités les plus élevées observées sont de 40 et 15 pour les particules légères et les fragments respectivement. Le nombre de détecteurs a été déterminé de façon à obtenir une probabilité moyenne de double comptage inférieure à 5% pour un rapport $N_d/M=8$ (N_d désigne le nombre de modules de détection et M représente le nombre de particules produites dans un événement). INDRA donne également une mesure de l'énergie des produits de réactions qui sont identifiés en numéro atomique jusqu'au gadolinium ($Z = 64$) et en masse pour les isotopes d'hydrogène, d'hélium, de lithium et de béryllium ($Z = 1$ à 4).

1.2. Fonctionnement et géométrie.

INDRA fonctionne sous vide et peut être décrit comme une série de 17 couronnes élémentaires ayant comme axe de révolution l'axe du faisceau (figure 1.1). Ces couronnes sont divisées en un nombre variable de télescopes (8, 12, 16 ou 24) qui constituent 336 modules de détection indépendants, de différentes natures : 12 détecteurs plastiques phoswichs, 96 chambres d'ionisation (Chio), 180 détecteurs silicium (Si) et 324 détecteurs scintillants à Iodure de Césium dopés au Thallium (ICs). L'angle solide couvert par chacune d'elles est variable et a été déterminé de façon à maintenir un taux de comptage relativement bas par détecteur : il est de l'ordre de 500 à 1000 coups par seconde.

INDRA est divisé en trois zones (figure 1.2), tableau récapitulatif 1.3.4 :

- entre 2° et 3° , la couronne 1 est composée de 12 phoswichs (un plastique NE102 collé à un plastique NE115) couplés à des photomultiplicateurs (PM).
- entre 3° et 45° , les couronnes 2 à 9 sont constituées de télescopes à 3 modules de détection : le premier étage est couvert par des Chio, le deuxième par des Si et le troisième par des ICs dont les signaux sont recueillis par des PM.
- entre 45° et 178° , les couronnes 10 à 17 sont pavées de télescopes à 2 étages : Chio, ICs (et PM).

Entre 45° et 178° , un détecteur supplémentaire Si de $80\ \mu\text{m}$ associé à un Si(Li) de 2mm est inséré entre une Chio et un ICs de chaque couronne. Ce télescope particulier est destiné à la calibration des modules en ions lourds et en fragments.

La discrimination de forme de la lumière émise par les ICs permet de déterminer les masses des isotopes d'hélium, d'hydrogène, de lithium et de béryllium. La méthode " $\Delta E-E$ " appliquée à différentes paires de détecteurs : Chio-Si; Chio-ICs; Si-ICs donne une identification en numéro atomique des fragments plus lourds (jusqu'au Ga). Une discrimination des ions sur une large gamme d'énergie est rendue possible par l'utilisation d'une électronique très performante (voir chapitre 1.4 et référence POU 95).

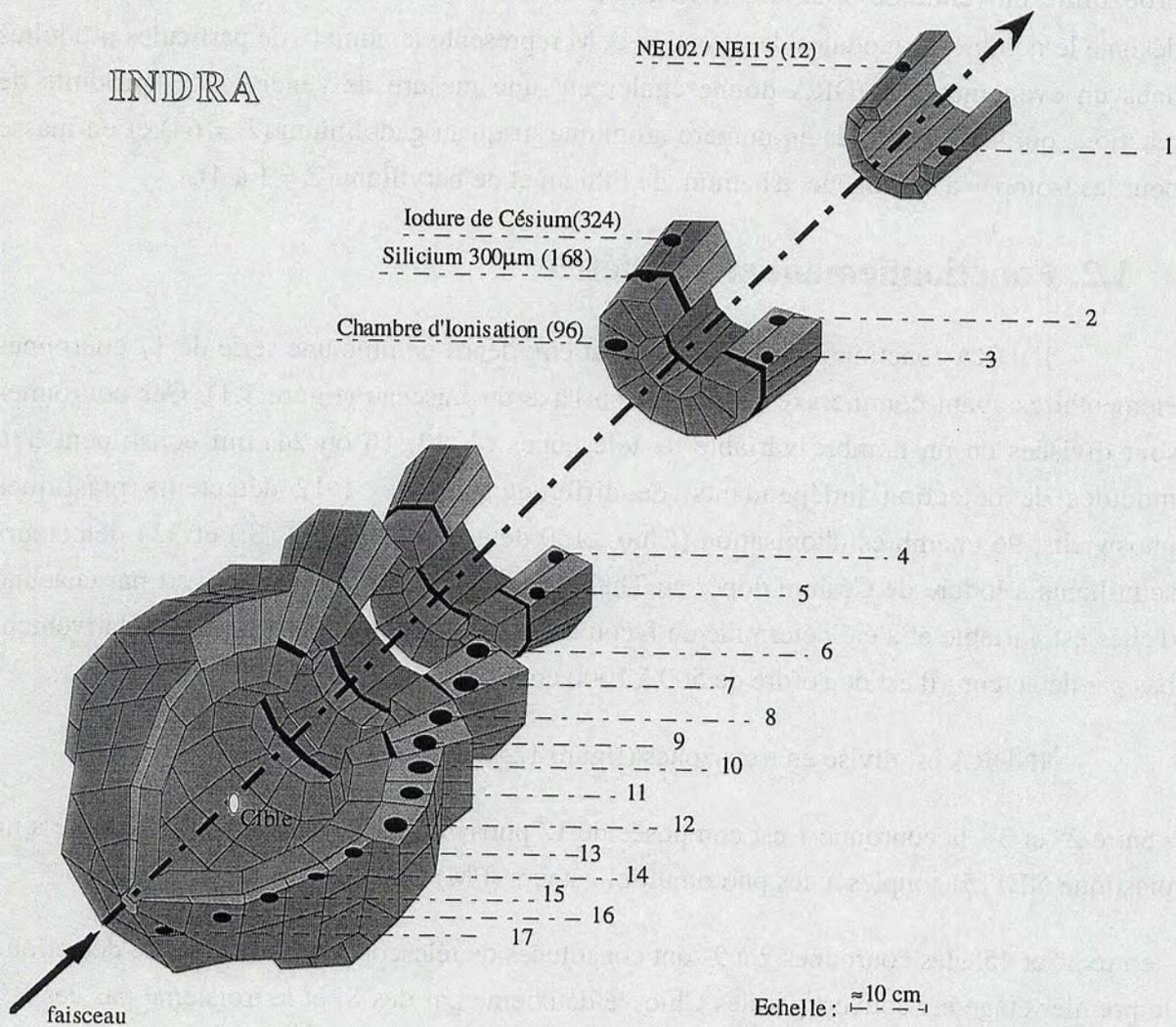


Figure 1.1 : Vue générale du détecteur INDRA. Les détecteurs sont répartis sur 17 couronnes ayant comme axe de révolution l'axe du faisceau.

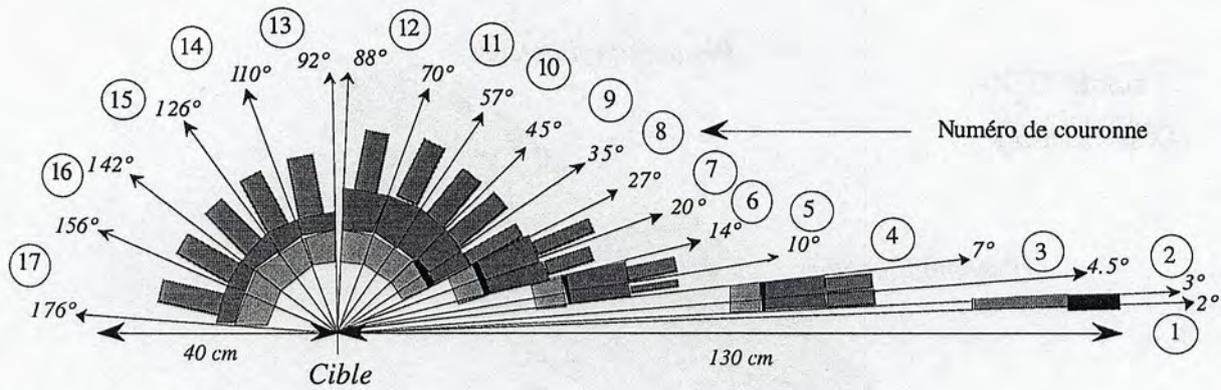


Figure 1.2 : Coupe géométrique du détecteur INDRA (coupe le long de l'axe du faisceau).

1.3. Les particularités des différents types de détecteurs.

1.3.1 Les chambres d'ionisation (Chios).

Le premier étage des télescopes d'INDRA est occupé par 96 Chios, orientées axialement et couvrant les angles compris entre 3° et 176°. Chaque couronne est constituée d'une cellule de gaz de 5cm d'épaisseur qui est séparée par une paroi mince en 12 ou 8 Chios formant 12 ou 8 détecteurs indépendants (voir tableau récapitulatif 1.3.4). Les fenêtres d'entrée et de sortie sont composées de feuilles de Mylar de 2.5 μ m d'épaisseur. Le flux de gaz qui circule continûment et qui est entièrement renouvelé toutes les 20 minutes, est commun à toutes les Chios d'une couronne. Elles fonctionnent à basse pression de gaz. Dans le cas de la réaction Xe + Sn à 50 A.MeV, la pression de C3F8 était de 30 mbar pour les couronnes 2 à 7 et de 20 mbar pour les couronnes 8 à 17. L'utilisation de ces faibles pressions permet d'atteindre des seuils d'identification de l'ordre de 1 A.MeV. La collection complète de charge se fait le long de la trajectoire de la particule détectée, pour des champs électriques de 0.9 V/cm.mbar (figure 1.3).

Afin d'obtenir des conditions de fonctionnement satisfaisantes pour les Chios, une réjection des électrons émis pendant l'interaction des faisceaux d'ions lourds avec les cibles est indispensable. Recourir à l'utilisation de feuilles d'aluminium ou d'aimants était exclu du fait des faibles seuils en énergie souhaités pour INDRA et de la couverture spatiale. La seule solution pratique a consisté à capturer les électrons en portant la cible à une haute tension positive. Pendant l'expérience avec les projectiles de Xe, elle était de l'ordre de 24 kV.

Les Chios permettent de détecter les ions très lourds lents et, en association avec les Si ou les ICs, d'identifier les fragments et les particules peu énergétiques (voir chapitre 2 et figure 1.4).

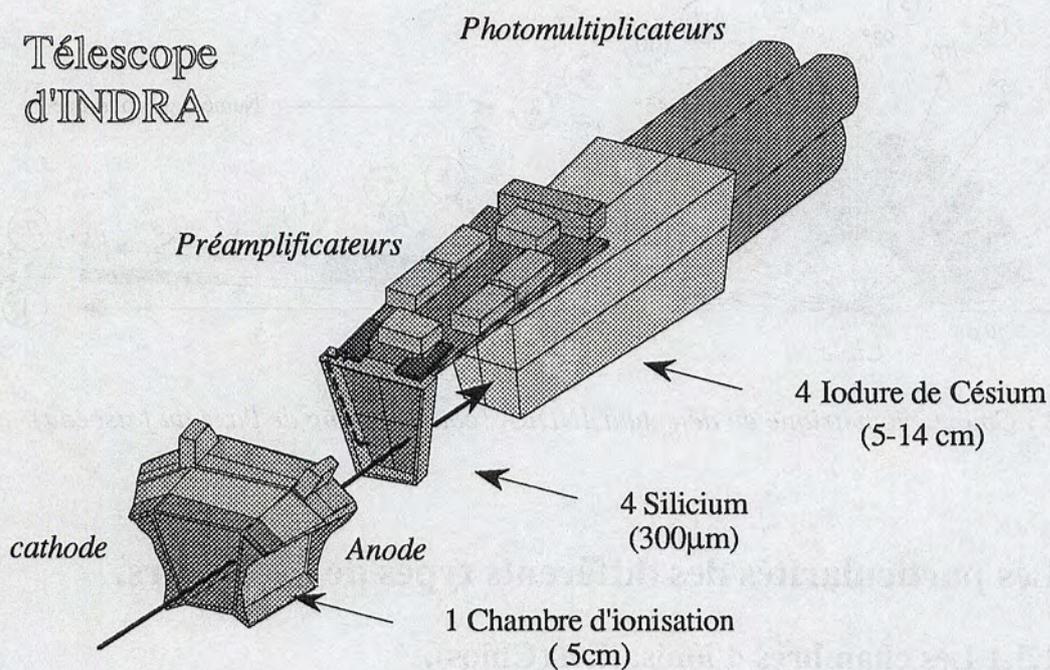
Télescope
d'INDRA

Figure 1.3 : Coupe générale d'un télescope d'INDRA à trois modules. Le premier étage est constitué de Chios, les deux suivants sont composés de détecteurs Si et ICs.

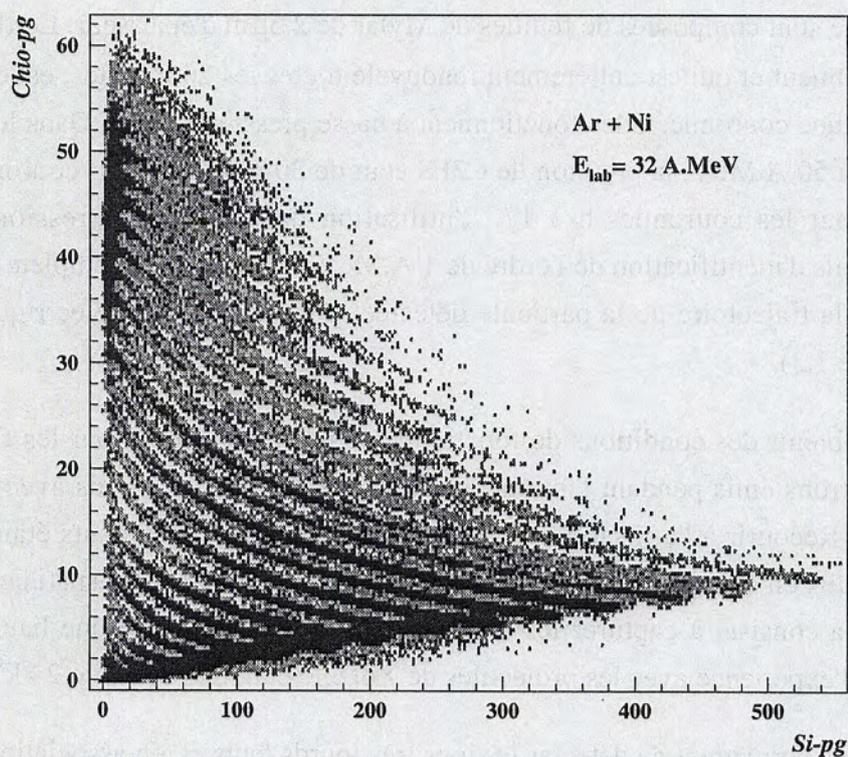


Figure 1.4 : Exemple de matrice d'identification : Chio-pg (signal ΔE), Si-pg (signal E) (voir paragraphe 1.4.1). Chaque hyperbole représente des ions de même charge et d'énergies différentes.

1.3.2 Les détecteurs siliciums (Si).

Le deuxième étage des télescopes des couronnes 2 à 9 d'INDRA (3° à 45°) est constitué de 180 détecteurs Si de $300\mu\text{m}$ d'épaisseur (EUR, KEM 84) ; c'est dans ce domaine angulaire que la majorité des ions lourds est attendue. Pour obtenir une bonne mesure des multiplicités des produits de réaction et un empilement minimum, la granularité des Si est plus petite que celle des Chios : 3 ou 4 domaines de détection indépendants sont implantés sur le même bloc Si dont les dimensions extérieures correspondent à une Chio (figure 1.3). Une zone morte de 0.7mm se situe à la périphérie des détecteurs Si.

Utilisés en association avec les Chios ou les ICs, les Si permettent d'identifier en charge les ions lourds et les particules légères lentes (figure 1.5 et 1.6).

1.3.3. Les détecteurs à Iodure de Césium (ICs).

Les cristaux d'ICs forment le dernier étage des télescopes d'INDRA (BDH): 324 ICs couvrent le domaine angulaire de 3° à 176° (figure 1.1). Leur épaisseur, variable d'une couronne à l'autre, a été déterminée, à l'aide de simulations de perte d'énergie, par l'énergie maximale des protons à détecter (tableau récapitulatif 1.3.4). Ce sont en effet ces particules qui ont les parcours les plus longs dans la matière.

Le tableau 1.3.3 donne les énergies maximales des particules légères stoppées dans les cristaux, qui peuvent être mesurées avec une bonne précision.

Les signaux délivrés par les ICs sont recueillis par des photomultiplicateurs caractérisés par une grande stabilité et une bonne linéarité (PHI, OUA 95). L'émission lumineuse des ICs étant très sensible à des défauts du réseau cristallin, une grande attention a été portée à leur fabrication et de nombreux tests ont été effectués pour contrôler l'uniformité des réponses des cristaux. Pour plus de détails, on peut se reporter aux références POU 94 et OUA 95.

Pendant la prise des données, chaque cristal a été illuminé par un signal provenant d'une source laser à travers un réseau de fibres optiques. Ce signal, envoyé à intervalles réguliers, a permis de suivre la dérive des gains des ICs. En fait, ces gains se sont avérés très stables tout au long des expériences.

La lumière émise par un ICs est intégrée pendant deux intervalles de temps différents : une porte courte et une porte longue. La représentation de la composante rapide (ICs-r) en fonction de la composante lente (ICs-l) permet de discriminer les isotopes d'hydrogène (p, d, t), d'hélium (^3He , ^4He , ^6He), de lithium (^6Li , ^7Li , ^8Li) et de béryllium

(^7Be , ^9Be , ^{10}Be) : figure 1.7. Afin d'améliorer la séparation des particules légères de basses énergies dans les matrices d'identification ICs-r/l et celles de hautes énergies dans les matrices Si-ICs-r/l, un autre type de représentation a été mis au point : le signal Si-gg est additionné au signal ICs-r. La résultante est représentée en fonction du signal ICs-l (BEN 92). Cette nouvelle matrice permet une bonne identification des particules et ions légers sur toute la gamme en énergie (figure 1.8).

Les matrices $\text{Chi}_{\text{pg-ICs}_r/l}$ et $\text{Si}_{\text{pg-ICs}_r/l}$ permettent d'obtenir le numéro atomique des ions lourds et rapides .

ICs	Energie maximale (MeV)				
	^1H	^2H	^3H	^3He	^4He
2 à 5	237	313	370	847	948
6 à 7	192	255	300	683	766
8 à 9	183	244	288	654	733
10 à 11	166	221	262	591	664
12	126	169	199	448	504
13	144	192	228	512	577
14 à 17	129	173	205	460	517

Tableau 1.3.3 : Énergies maximales des particules légères stoppées dans les cristaux ICs.

1.3.4 Les détecteurs phoswichs.

Douze détecteurs phoswichs, formés par l'assemblage d'un plastique rapide NE102 de 500 μm et d'un plastique lent NE115 de 25 cm, composent la 1^{ère} couronne (2° à 3°) (STE 95). La technique d'identification de produits chargés combinant les signaux lent et rapide de deux scintillateurs plastiques différents a été proposé il y a plusieurs dizaines d'années (WIL 52) et reprise récemment (BAD 82, WES 85, BOU 86, POU 88, TEH 87). L'association de deux plastiques différents permet d'obtenir un télescope ΔE -E ne possédant qu'un seul photomultiplicateur (POU 88 et TEH 87). Ces scintillateurs ont été fournis par Nuclear Enterprise (NUC). Une de leurs qualités remarquable tient au fait de leur grande résistance à de forts taux de comptage : leur présence est indispensable pour les angles proches du faisceau où les sections efficaces de diffusion sont les plus grandes. Ils donnent une bonne identification en charge avec un seuil modéré : 6,3 A.MeV pour $Z = 1$ et $Z = 2$; 20A.MeV pour les ions ^{40}Ca et 23 A.MeV pour les noyaux de ^{84}Kr .

La figure 1.9 est un exemple de matrice d'identification obtenue pour la réaction $\text{Xe} + \text{Sn}$ à différentes énergies incidentes. La bonne séparation des lignes montre la grande stabilité des phoswichs pendant plusieurs semaines de prise de données.

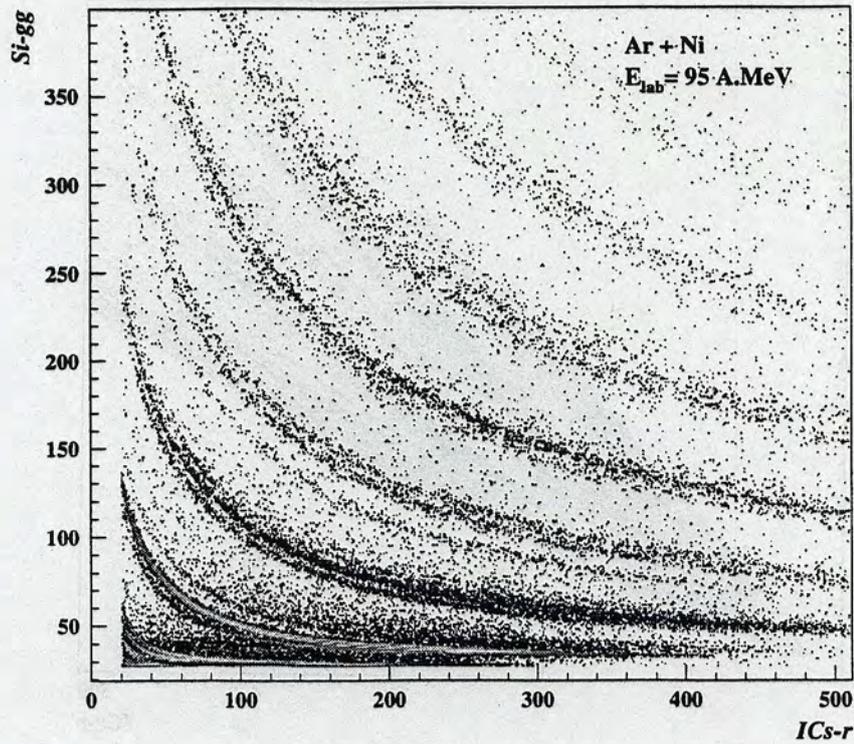


Figure 1.5 : Exemple de matrice d'identification : Si-gg (signal ΔE), ICs-r (signal E) (voir paragraphes 1.4.1 et 1.4.2). Les premières hyperboles représentent les isotopes d'hydrogène, d'hélium, de lithium et de béryllium et les suivantes correspondent à des fragments légers ($Z = 6$ à 8).

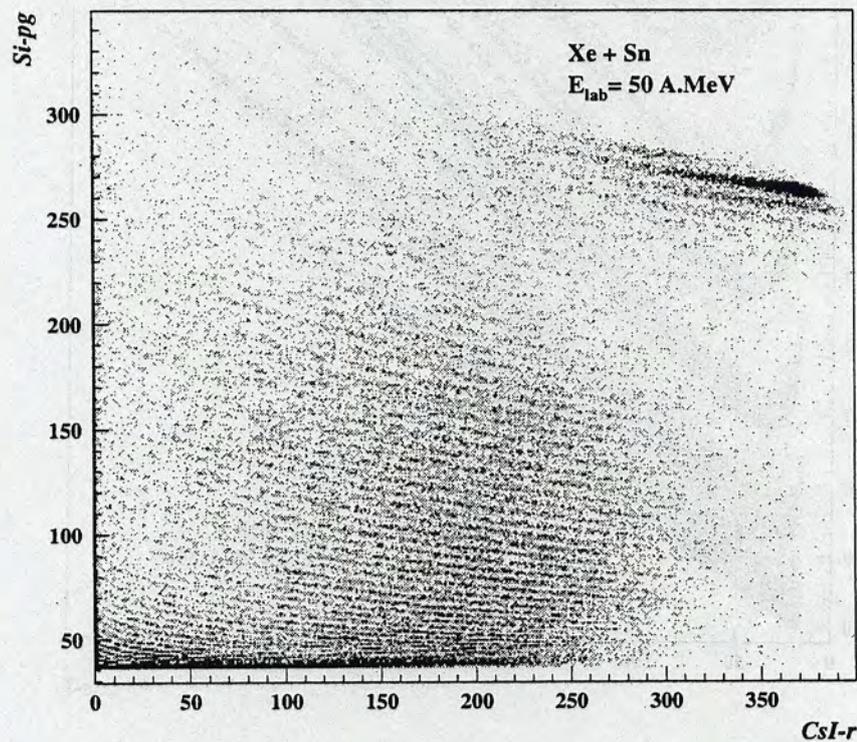


Figure 1.6 : Exemple de matrice d'identification : Si-pg (signal ΔE), ICs-r (signal E). Les hyperboles représentent des fragments légers et des ions lourds (jusqu'au Xe).

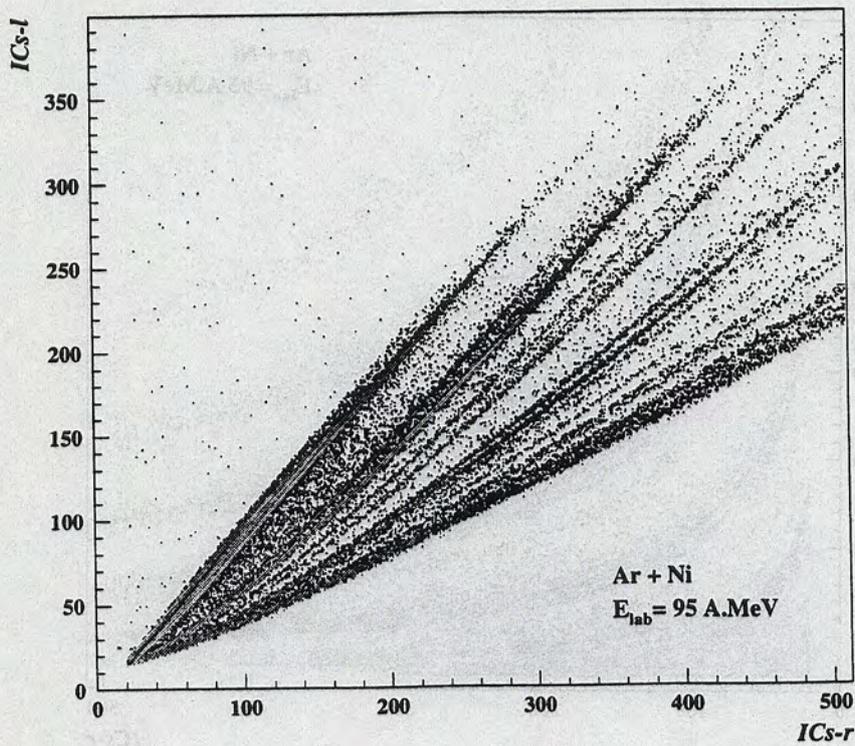


Figure 1.7 : Exemple de matrice d'identification : $ICs-r - ICs-l$. Les lignes représentent les isotopes d'hydrogène, d'hélium, de lithium et de béryllium et les fragments plus lourds.

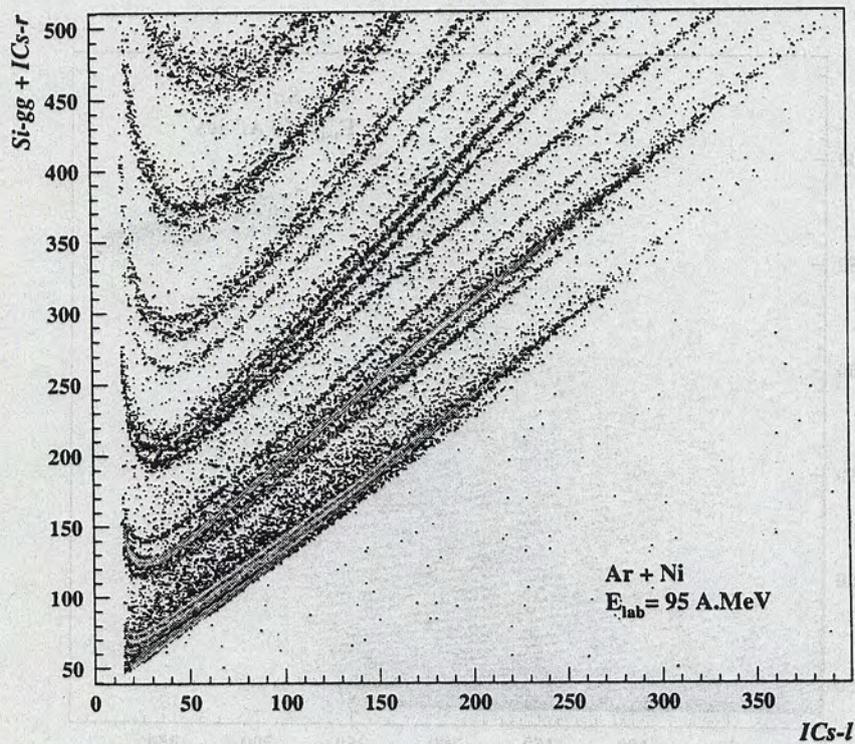
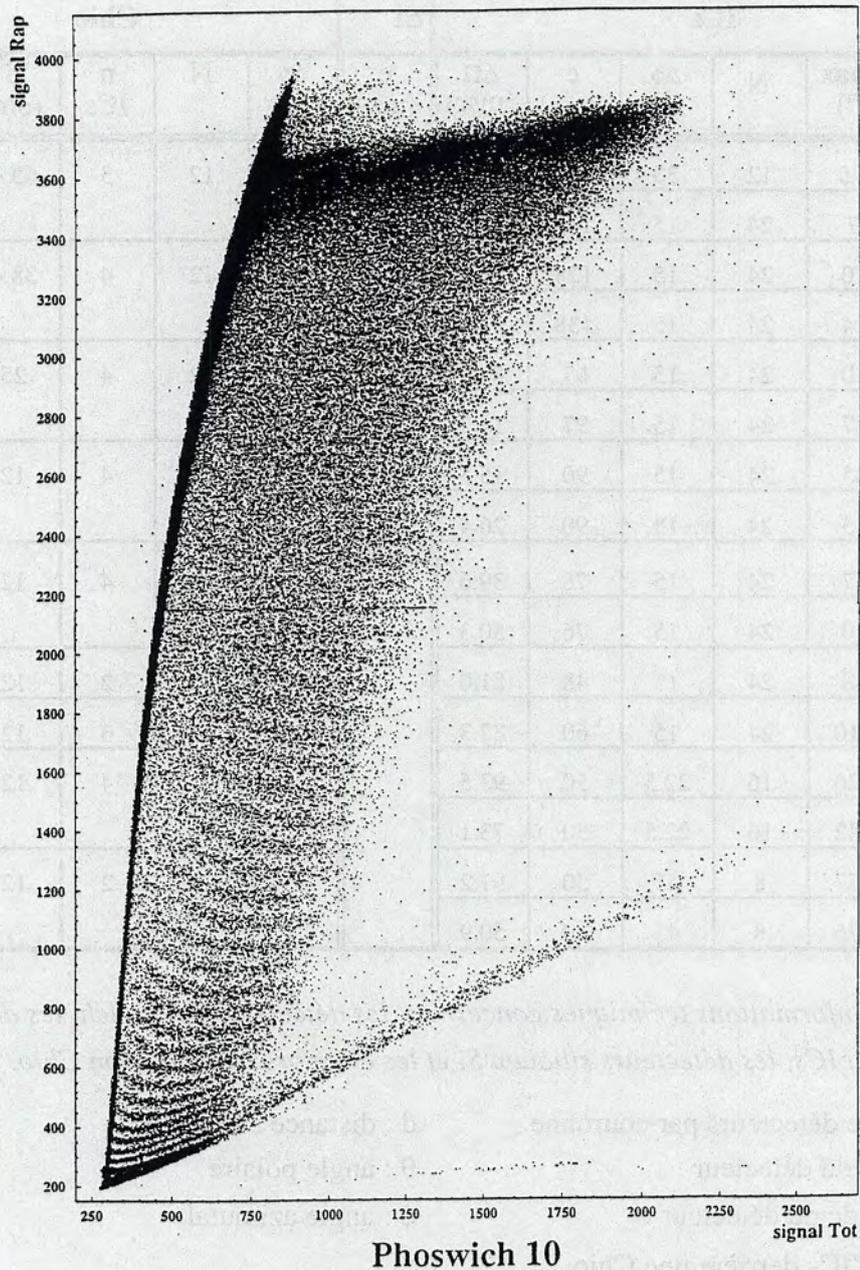


Figure 1.8 : Exemple de matrice d'identification : $Si-gg + ICs-r$ (signal ΔE), $ICs-l$ (signal E). Les hyperboles représentent les isotopes des particules légères ($Z=1$ et 2) et des fragments ($Z=3$ et $Z=4$).

Xe + Sn à 25,32,39,45,50 MeV/nucléon



Phoswich 10

Figure 1.9 : Exemple de matrice d'identification : signal total (Tot) - signal rapide (Rap) obtenus avec un détecteur phoswich. Les lignes représentent les particules légères ($Z = 1$ et 2) et les fragments plus lourds.

Tableaux récapitulatifs :

Phoswich NE102 - NE115								
cour n°	θ_{\min} (°)	θ_{\max} (°)	N	$\Delta\phi$ (°)	$\Delta\Omega$ (msr)	eNE102 (mm)	eNE115 (mm)	d (cm)
1	2	3	12	30	0.37	0.5	250	130

cour n°	ICs						Si e (μm)	Chio				
	θ_{min} ($^{\circ}$)	θ_{max} ($^{\circ}$)	N	$\Delta\phi$ ($^{\circ}$)	e (mm)	$\Delta\Omega$ (msr)		$\Delta\phi$ ($^{\circ}$)	N	n ICs	d (cm)	$\Delta\Omega$ (msr)
2	3	4.5	12	30	138	0.74	300	30	12	3	65.4	2.9
3	4.5	7	24	15	138	1.01	300					
4	7	10	24	15	138	1.70	300	30	12	4	38.4	10.3
5	10	14	24	15	138	3.21	300					
6	14	20	24	15	97	8.01	300	30	12	4	25	37.7
7	20	27	24	15	97	11.2	300					
8	27	35	24	15	90	15.8	300	30	12	4	12	86.0
9	35	45	24	15	90	26.4	300					
10	45	57	24	15	76	39.6		30	12	4	12	183
11	57	70	24	15	76	50.3						
12	70	88	24	15	48	81.0		30	12	2	12	155
13	92	110	24	15	60	82.3		45	8	3	12	240
14	110	126	16	22.5	50	93.5		45	8	4	12	338
15	126	142	16	22.5	50	73.1		45	8	2	12	144
16	142	157	8	45	50	91.2						
17	157	176	8	45	50	50.9						

Tableau 1.3.4 : Informations techniques concernant les détecteurs Phoswich, les détecteurs à Iodure de Césium ICs, les détecteurs silicium Si et les chambres d'ionisation Chio.

- N : nombre de détecteurs par couronne d : distance de la cible
e : épaisseur du détecteur θ : angle polaire
 $\Delta\Omega$: angle solide du détecteur ϕ : angle azimutal
n : nombre d'ICs derrière une Chio

1.4. L'électronique.

La qualité des résultats d'INDRA provient en grande partie des innovations développées pour son électronique (POU 95) : elle permet de coder les signaux issus des détecteurs sur une large gamme en dynamique qui excède 1000. Pour parvenir à cette performance, le niveau de bruit électronique a été réduit au minimum (en dessous de 1 mV) par un blindage et une mise à la terre les plus parfaites possibles et en positionnant les modules d'électronique aussi près que possible du détecteur : les préamplificateurs, les

photomultiplicateurs et leurs bases sont localisées dans la chambre à vide, le reste est situé dans la salle expérimentale, à quelques mètres du détecteur.

Pour réduire le nombre élevé de modules et de connections électroniques, plusieurs fonctions ont été regroupées sur un même module grâce à l'utilisation d'un nouveau standard électronique, le VXI. Celui-ci est compatible avec le système d'acquisition du GANIL basée sur le VME (RAI 93) et donne une grande souplesse au contrôle et au réglage informatique de l'électronique, rendus nécessaires par la localisation dans la salle expérimentale, hors de portée des utilisateurs pendant la prise des données. De nombreuses tâches comme l'ajustement des seuils ou des gains des détecteurs sont dirigées à partir de stations de travail VAX ; l'inspection des signaux logiques et analogiques s'opère sans décablage, par multiplexage et aiguillage sur des lignes spécialisées d'inspection.

1.4.1 Les Chios et les Si.

Les préamplificateurs sont localisés à quelques centimètres des détecteurs dans la chambre à réaction où ils sont refroidis du fait de l'élévation de la température entraînée par leur consommation de puissance (0.5 Watt/PA, 150 Watt au total). Les gains des préamplificateurs des Si sont de 2 mV/MeV et ceux des Chios sont de 200 mV/MeV.

De nouveaux amplificateurs ont été développés (POU 95) afin de remplacer la méthode d'intégration d'amplitude par une intégration de charge qui garantit une forme de signal constante, indépendante de l'amplitude du signal et permettant une large porte d'intégration de 5 μ s (BER 93). Le "start" de la porte d'intégration est donné par un discriminateur à fraction constante (CFD). Le codage du signal est opéré deux fois : avec un "petit gain" de 1 et un "grand gain" de 16 (pg et gg respectivement). La gamme dynamique totale obtenue par cette technique est très large : elle permet la détection et l'identification des particules légères de basse énergie et des ions lourds de 1 MeV à 5 GeV (voir figures 1.4, 1.5 et 1.6).

Afin de contrôler en permanence toute dérive électronique et toute instabilité dans la réponse des Chios ou des Si, des impulsions tests de générateurs calibrés sont envoyées à intervalles réguliers.

1.4.2 Les ICs et les Phoswichs.

La lumière émise par les ICs est intégrée selon deux intervalles de temps différents : une porte courte de 0.4 μ s suivie d'une porte longue de 1.5 μ s ; un délai de 1.2 μ s sépare les deux intégrations. La discrimination de forme des deux composantes dites "rapide" et "lente" (r et l respectivement) permet l'identification des isotopes d'hélium, d'hydrogène, de lithium, de béryllium et de bore (voir figure 1.7). La calibration en énergie de l'émission lumineuse est obtenue à partir de la composante rapide du signal qui est exprimée en canaux.

La gamme dynamique obtenue est supérieure à 250 et la discrimination des p, d, t est réalisée même pour des énergies de l'ordre de 1 MeV, en s'aidant de l'information Silicium (voir figure 1.8).

Du fait du nombre élevé d'ICs, l'intégration des composantes électroniques a été poussée au maximum. Toutes les fonctions à réaliser pour une voie sont regroupées ensemble et 24 voies de détection sont regroupées dans un même module électronique.

Pour les phoswichs, l'électronique utilisée est du même type que celle des ICs, seules les portes d'intégration sont différentes : porte rapide : 30 ns, porte totale : 800 ns. Pour plus de détails, on peut se reporter à la référence STE 94.

1.4.3 Le déclenchement et l'acquisition des données.

La décision d'accepter ou non un événement se fait sur un critère de nombre de modules de détection touchés en même temps (niveau de multiplicité $M_{d\acute{e}c}$). Ce critère peut être défini sur une partie du détecteur ou son ensemble (POU 95). Pour l'expérience Xe + Sn, nous avons utilisé un niveau de multiplicité de 4 sur l'ensemble du détecteur. C'est à dire que lorsque 4 ou plus modules étaient touchés par une particule chargée ou un photon, l'ensemble des voies de codage contenant une information était lu. Ce déclenchement, indépendant de la charge de la particule, fait que l'on observe des valeurs de multiplicités inférieures à 4 bien que le niveau de multiplicité $M_{d\acute{e}c}$ soit de 4 (exemples figures 3.4 et 3.5). Les données étaient stockées dans un buffer situé dans le châssis VME. Puis les buffers de 16 Ko étaient transférés vers les calculateurs VAX pour leur enregistrement sur support magnétique.

Un contrôle en ligne, avec constitution de matrices d'identification et de spectres permettait de vérifier le bon fonctionnement de l'ensemble du détecteur. Des détails de ce contrôle peuvent être trouvés dans la référence MET 95.

CHAPITRE 2

DESCRIPTION DES TECHNIQUES DE CALIBRATION EN ENERGIE DES DETECTEURS

Description des techniques de calibration en énergie des détecteurs.

2.1. Introduction.

Les propriétés des sources formées au cours des réactions nucléaires sont déduites en grande partie des énergies cinétiques des produits détectés. Une calibration précise de tous les détecteurs est donc nécessaire. Les diverses méthodes mises en œuvre dans ce but reposent sur les capacités du GANIL à produire des faisceaux de hautes et faibles énergies, de même que des faisceaux secondaires de particules légères et de fragments (FER 82). Les trois premiers paragraphes de ce chapitre sont consacrés à une présentation détaillée des techniques utilisées pour l'étalonnage des détecteurs Silicium (Si, de 3° à 45°), des chambres d'ionisation (Chios, de 3° à 176°), des phoswichs (Ph, de 2° à 3°) et des détecteurs à iodure de Césium (ICs, de 45° à 176°). Le dernier paragraphe détaille la méthode employée pour la calibration des scintillateurs avant (ICs, de 3° à 45°).

2.2. Calibration des Si.

a) Les Si de $300\mu\text{m}$ (3° à 45°) :

Pour les fragments légers ($Z < 12$) et les particules ($Z=1-2$), la calibration des Si est obtenue par la procédure classique faisant appel aux générateurs d'impulsions. Ces impulsions sont converties en MeV grâce à un étalonnage du générateur réalisé à partir d'une source alpha de $^{212}\text{Bi}/^{212}\text{Po}$. Les rampes d'impulsions utilisées permettent de contrôler la linéarité des chaînes électroniques sur toute la gamme d'énergie.

En ce qui concerne les fragments plus lourds, la calibration des Si est réalisée en mesurant la diffusion élastique de faisceaux d'ions lourds de basse énergie sur une cible d'Au. Les projectiles sélectionnés, délivrés par le premier cyclotron du GANIL, sont ceux utilisés dans les expériences de plus hautes énergies : ^{36}Ar et ^{58}Ni à 9 A.MeV, ^{129}Xe à 7.7 A.MeV. A ces énergies, les valeurs des angles d'effleurement sont élevées : elles sont de 42.7° , 40.8° et 49.9° respectivement. Cette propriété permet d'observer les pics de diffusion et donc d'obtenir des points d'étalonnage jusqu'à la couronne 9 ($\theta = 45^\circ$), et par conséquent, de calibrer tous les détecteurs Si simultanément.

Pour la couronne 2 (3° à 4.5°), des données supplémentaires sont disponibles grâce aux faisceaux d'ions lourds de hautes énergies diffusés élastiquement : Ar + Au à 74 A.MeV, Ar + Ni à 40 et 32 A.MeV, Xe + Sn à 45, 39 et 32 A.MeV et Ga + U à 36 A. MeV. Ces derniers points montrent que l'énergie des ions traversant les Si est correctement mesurée : les défauts de collection, s'il y en a, représentent moins de 1% de l'énergie (ECO 95).

Pour les noyaux stoppés dans les Si, le défaut de collection demeure faible lorsque le numéro atomique de l'ion n'excède pas 20. Les ions de Ni de 9 A.MeV ont un défaut de collection s'étalant entre 0.5% et 7% selon le détecteur. Ces valeurs atteignent 6% à 25% dans le cas des ions Xe de 7.7A.MeV.

Ces études sont largement développées dans les références (ECO 95 et OUA 95) et nous nous sommes contenté d'en rappeler ici les conclusions.

b) Les Si de 80 μm et les Si(Li) de 2mm (45° à 176°) :

Pour les Si(Li) de 2mm placés derrière les Si de 80 μm , les alphas de la source $^{212}\text{Bi}/^{212}\text{Po}$ de 8.062 MeV et 8.785 MeV sont stoppés dans le Si de 80 μm . Ces derniers sont donc calibrés comme les Si de 300 μm des couronnes 2 à 9 et la méthode de calibration des Si(Li) diffère donc de celle employée pour les Si de 300 μm : elle repose sur l'emploi de faisceaux secondaires de protons et d'alphas produits pour la calibration des scintillateurs ICs (voir paragraphe 2.6) et elle utilise aussi l'information ΔE laissée dans les Si de 80 μm . La connaissance de cette quantité, associée à la connaissance précise de l'épaisseur du détecteur permet de remonter à l'énergie incidente de la particule et donc à son énergie résiduelle dans le détecteur Si(Li).

2.3. Calibration des Chios.

La calibration des Chios s'effectue en même temps que celle des Si : les mesures décrites pour les Si (utilisant les alphas émis par la source de thoron et les faisceaux d'ions lourds de basses énergies diffusés élastiquement) sont réalisées une première fois avec les chambres vides de gaz et une deuxième fois avec les pressions de gaz utilisées pendant les expériences. La différence entre les énergies résiduelles mesurées dans les Si (calibrés) donne l'énergie absolue perdue dans le gaz des Chios. Ces valeurs sont ensuite couplées avec les données des générateurs d'impulsions.

2.4. Calibration des scintillateurs arrière.

Pour les ICs situés au-delà de la couronne 9 (45° à 176°), la calibration repose sur les détecteurs Si(Li). L'information ΔE donnée par le Si(Li), associée à l'épaisseur connue de ce détecteur permet de remonter à l'énergie incidente de la particule et donc d'en déduire l'énergie résiduelle détectée par l'ICs. Ensuite, le spectre en canaux obtenu dans chaque ICs pour chacun des noyaux est ajusté au spectre calibré de l'ICs situé derrière le télescope Si-Si(Li) de la même couronne, mesuré simultanément pendant les expériences. A ces ajustements, de sévères contraintes sont imposées par les quelques données obtenues avec les faisceaux de particules secondaires (voir paragraphe 2.6) et la source d'alphas de $^{212}\text{Bi}/^{212}\text{Po}$ ainsi que par l'information donnée par les particules traversant l'ICs (l'épaisseur de l'ICs étant

connue, l'énergie de ces particules qui traversent est parfaitement déterminée). La méthode d'ajustement est développée dans le paragraphe 2.6.4 b).

2.5. Calibration des phoswichs.

Pour les phoswichs, des points d'étalonnage ont été obtenus à partir des pics de diffusion élastique d'ions lourds de hautes énergies : Ar + Au à 74 A.MeV, Ar + Ni à 40 et 32 A.MeV, Xe + Sn à 45, 39 et 32 A.MeV et Ga + U à 36 A. MeV, et avec les faisceaux secondaires de particules légères (voir paragraphe 2.6). Cette calibration est développée dans la référence (MET 95).

2.6. Calibration des scintillateurs avant.

Pour les fragments de charge supérieure ou égale à 3 détectés dans les ICs localisés entre 2° et 45° , l'étalonnage est obtenu à partir de l'énergie déposée (ΔE) par les ions dans les Si calibrés dont l'épaisseur est connue. A l'aide des tables de pertes d'énergies (HUB 90), l'énergie incidente (E_{inc}) correspondante est calculée. Il est alors possible de déduire l'énergie résiduelle perdue dans le scintillateur : $E_{ICs} = E_{inc} - \Delta E$. Grâce aux matrices d'identification Si-ICs-r, le canal rapide associé à cette énergie résiduelle est connu. En répétant cette opération pour plusieurs énergies ΔE , on peut tracer pour chaque ion, les diagrammes ICs-r *E(MeV) qui permettent de déterminer les courbes de calibration.

Pour les particules légères, cette procédure ne peut pas être utilisée. Ces particules laissent une perte d'énergie très faible et le plus souvent non mesurable dans les premiers étages des télescopes. Une autre méthode consistant à démonter et exposer chaque scintillateur à un faisceau de nature et d'énergie connues est impossible à mettre en œuvre : leur nombre est trop élevé (324) et leur émission lumineuse dépend de la charge de l'ion détecté. Les expérimentateurs ne peuvent recourir aux générateurs d'impulsions étalonnés avec une source alpha : la composante rapide des ICs est non linéaire en fonction de l'énergie.

La méthode de calibration des scintillateurs consiste à produire des réactions de diffusion élastique et inélastique de particules légères sur des cibles placées au centre d'INDRA, à différentes valeurs d'impulsion incidente (CHB 91). Les spectres fournissant le nombre de projectiles diffusés en fonction du numéro de canal, présentent deux pics associés à l'état fondamental et au premier état excité de la cible (figure 2.1). Les énergies correspondantes de ces particules sont bien définies ; les deux pics constituent deux points de calibration.

A ces énergies incidentes et pour des projectiles légers, les sections efficaces des réactions de diffusion sont importantes sur un large domaine angulaire. Cette propriété nous a

permis d'obtenir des points d'étalonnage sur la quasi totalité des ICs (de 3° à 178°) en une seule irradiation.

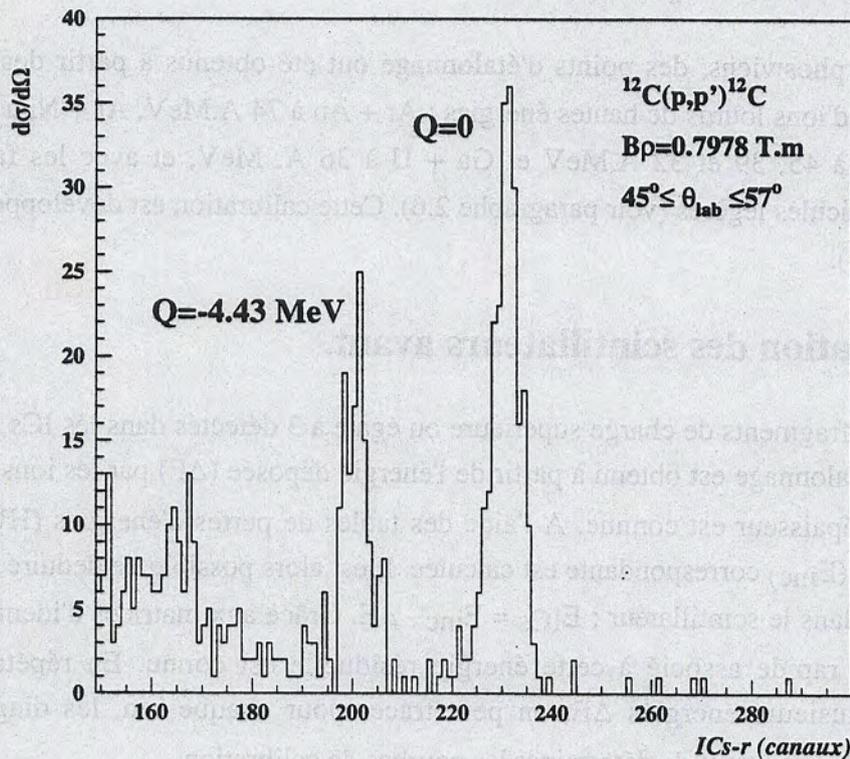


Figure 2.1 : Spectre en canaux de protons diffusés sur une cible de ^{12}C dans un domaine angulaire de $45^\circ \leq \theta_{\text{lab}} \leq 57^\circ$, à une énergie incidente de 70 MeV ($B\rho=0.7978 \text{ T.m}$). Les pics observés correspondent à la diffusion des p sur l'état fondamental et le 1er état excité du ^{12}C (respectivement $Q=0$ et $Q=-4.43 \text{ MeV}$).

2.6.1 Description de la méthode expérimentale.

Un faisceau primaire d' ^{16}O à 95 A.MeV de $2\mu\text{A}$ est arrêté dans une cible épaisse de production en ^{12}C à la sortie du CSS2 (deux cibles ont été utilisées : ^{12}C 20 mm inclinée de 20° et ^{12}C 10 mm). La fragmentation des noyaux d' ^{16}O produit un ensemble de faisceaux secondaires composés de particules légères chargées : p, d, t, ^3He , ^4He , ^6Li ... Celles-ci sont sélectionnées en impulsion par réglage de la rigidité magnétique ($B\rho$) du spectromètre Alpha, puis elles sont dirigées vers la chambre à réaction d'INDRA (figure 2.2). Le nombre de particules incidentes sur la cible de diffusion - Au (5 mg), Ta (8.3 mg, diamètre 20 mm) ou ^{12}C (20 mg, diamètre 20 mm) - est de l'ordre de 10^5 à $10^6/\text{s}$ selon le $B\rho$ choisi.

Pour un même $B\rho$, les énergies incidentes des particules sont différentes. En effet, dans l'approximation classique, la rigidité magnétique du spectromètre est donnée par :

$$B\rho = \frac{A v}{Z} \quad \text{avec} \quad E = \frac{1}{2} A v^2 \quad \text{on obtient :}$$

$$B\rho = \frac{\sqrt{2 A E}}{Z}$$

$$B^2 \rho^2 = \frac{2 A E}{Z^2}$$

On a donc (en non relativiste) :

$$E_d = \frac{1}{2} E_p \quad E_t = \frac{1}{3} E_p \quad E_{He^4} = E_p \quad E_{He^3} = \frac{4}{3} E_p$$

Les projectiles diffusés traversent les Chios (de 3° à 178°) et les Si (de 3° à 45°) avant d'atteindre les ICs ; les énergies qu'ils déposent dans ces trois modules diffèrent suivant leur charge et leur masse. Plusieurs $B\rho$ sont donc nécessaires pour obtenir, pour toutes les particules légères, des points de calibration sur une large gamme d'énergie. Six valeurs de $B\rho$ ont été sélectionnées, elles sont indiquées dans le tableau 2.6.1, ainsi que les énergies correspondantes des protons, deutons, tritons, hélium 3 et alphas.

Remarque : deux tests avaient été réalisés avec des projectiles de ^{86}Kr de 43 A.MeV et d' ^{18}O de 64 A.MeV bombardant une cible de ^{12}C afin de déterminer le faisceau incident le mieux adapté à la production secondaire de protons et d'alphas (références E177 et E177a). Les résultats ont montré que c'était avec des projectiles légers et de haute énergie que l'on produisait le maximum de particules secondaires.

Une à deux heures de comptage ont permis d'acquérir une statistique suffisante pour une bonne identification des pics de diffusion des p, d, t, ^3He , ^4He jusqu'à 35°. Pour les angles supérieurs, les sections efficaces de diffusion chutent rapidement ; seuls des points de calibration en p et parfois en ^4He ont pu être extraits après 3 à 6 heures d'accumulation (figure 2.3).

$B\rho$ (T.m)	E_p (MeV)	E_d (MeV)	E_t (MeV)	$E_{^3\text{He}}$ (MeV)	$E_{^4\text{He}}$ (MeV)
2.4321	250	125	83.33	333.33	250
1.8391	150	75	50	200	150
1.2313	70	35	23.33	93.33	70
0.9236	40	20	13.33	53.33	40
0.7978	30	15	10	40	30
0.65	20	10	6.66	26.66	20
0.55	14.4	7.2	4.8	19.2	14.4

Tableau 2.6.1 : Valeurs des rigidités magnétiques sélectionnées pour la calibration en particules légères des ICs et énergies correspondantes des protons, deutons, tritons, hélium 3 et alphas (E_p , E_d , E_t , $E_{^3\text{He}}$ et $E_{^4\text{He}}$ respectivement).

GANIL Accélérateur et Aires Expérimentales

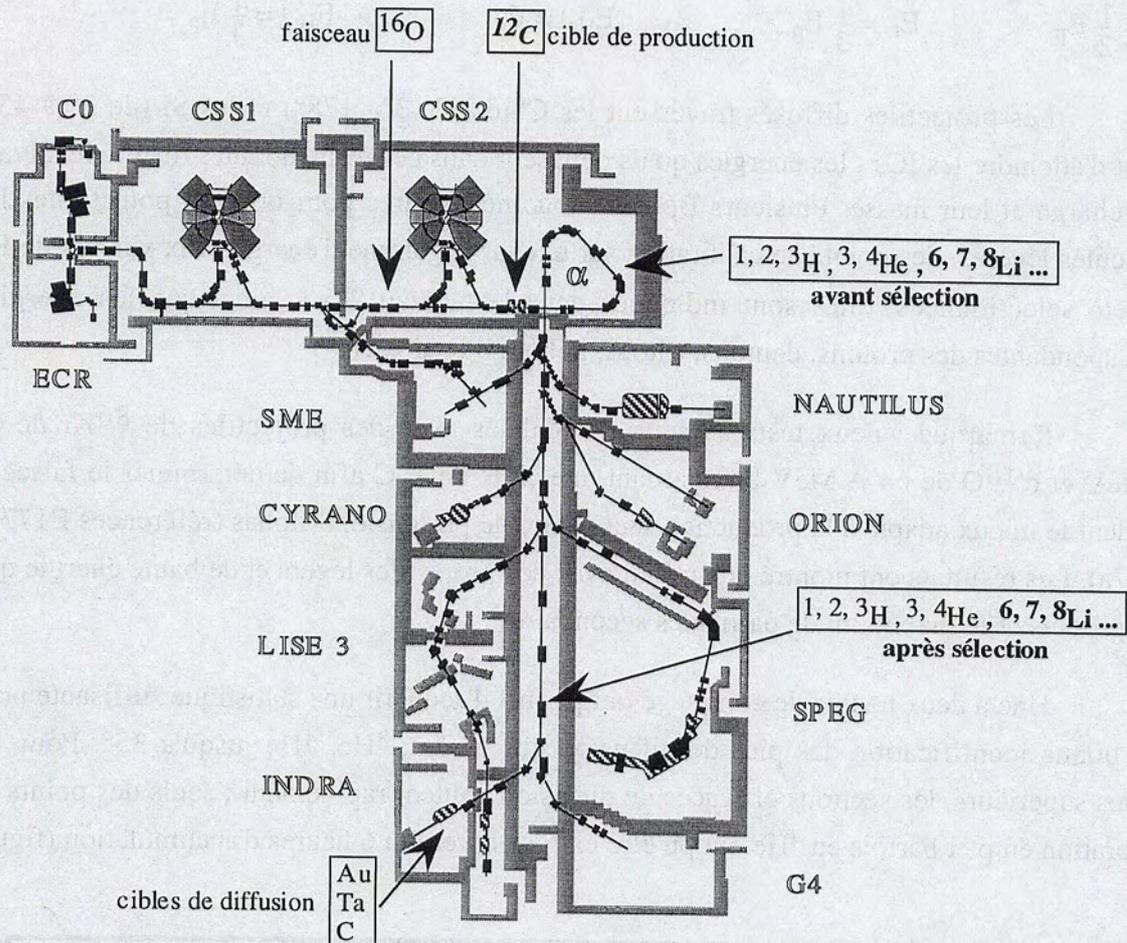


Figure 2.2 : Description schématique de la procédure expérimentale utilisée pour la calibration en particules légères des ICs d'INDRA..

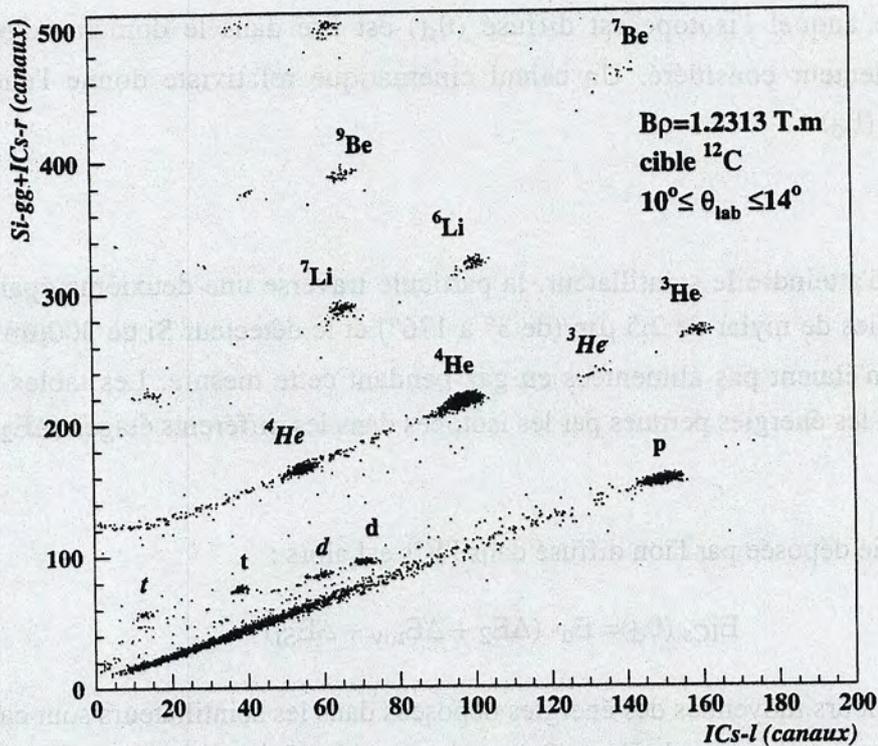


Figure 2.3 : Spectre en canaux de p , d , t , ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$, ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$, ${}^9\text{Be}$ diffusés sur une cible de ${}^{12}\text{C}$ dans un domaine angulaire de $10^\circ \leq \theta_{\text{lab}} \leq 14^\circ$, à un $B\rho = 1.2313 \text{ T.m}$. Les pics observés correspondent à la diffusion des particules sur l'état fondamental (symboles droits) et le 1^{er} état excité du ${}^{12}\text{C}$ (symboles en italiques).

2.6.2 Calcul des énergies des particules diffusées.

Les énergies déposées dans les ICs par les isotopes d'hydrogène et d'hélium dépendent de leur énergie incidente et donc de la valeur du $B\rho$, de leur masse et de leur charge. Pour les estimer, nous avons développé un programme de simulation de diffusion de particules (CHA 93). Il tient compte de la géométrie du détecteur, des pertes d'énergie laissées dans la cible et les différents matériaux traversés avant détection et de la cinématique de la collision. Les différentes étapes de calcul sont décrites sommairement (figure 2.4).

L'énergie incidente (E_{inc}) du projectile est déterminée à partir de sa masse, sa charge et du $B\rho$.

Avant diffusion:

La particule traverse une épaisseur de cible (d_1) fixée par un tirage aléatoire. Le long de sa trajectoire, elle dépose une partie de son énergie; les tables donnent cette perte d'énergie (ΔE_1). L'énergie résiduelle de l'ion est déduite ($E_r = E_{\text{inc}} - \Delta E_1$).

Au moment de la diffusion:

L'angle auquel l'isotope est diffusé (θ_d) est tiré dans le domaine d'ouverture angulaire du détecteur considéré. Un calcul cinématique relativiste donne l'énergie du projectile diffusé (E_d).

Après diffusion:

Avant d'atteindre le scintillateur, la particule traverse une deuxième épaisseur de cible (d_2), 2 feuilles de mylar de $2.5 \mu\text{m}$ (de 3° à 176°) et le détecteur Si de $300\mu\text{m}$ (de 3° à 45°). Les Chios n'étaient pas alimentées en gaz pendant cette mesure. Les tables de perte d'énergie donnent les énergies perdues par les isotopes dans les différents étages ($\Delta E_2 + \Delta E_{\text{my}} + \Delta E_{\text{Si}}$).

L'énergie déposée par l'ion diffusé dans l'ICs est alors :

$$E_{\text{ICs}}(\theta_d) = E_d - (\Delta E_2 + \Delta E_{\text{my}} + \Delta E_{\text{Si}})$$

Les valeurs moyennes des énergies déposées dans les scintillateurs sont calculées en pondérant chaque estimation de $E_{\text{ICs}}(\theta_d)$ par la section efficace de diffusion Rutherford.

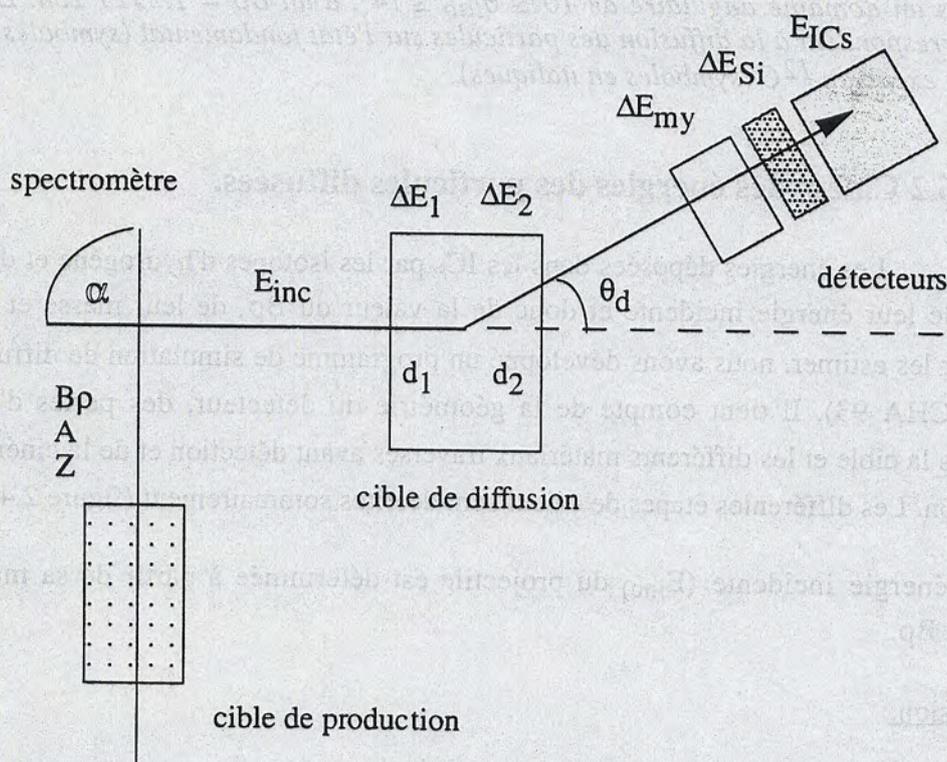


Figure 2.4 : Figure présentant les différentes grandeurs calculées dans le programme de simulation de diffusion de particules. Pour la clarté du schéma les proportions n'ont pas été respectées.

2.6.3 Paramétrisation des points expérimentaux.

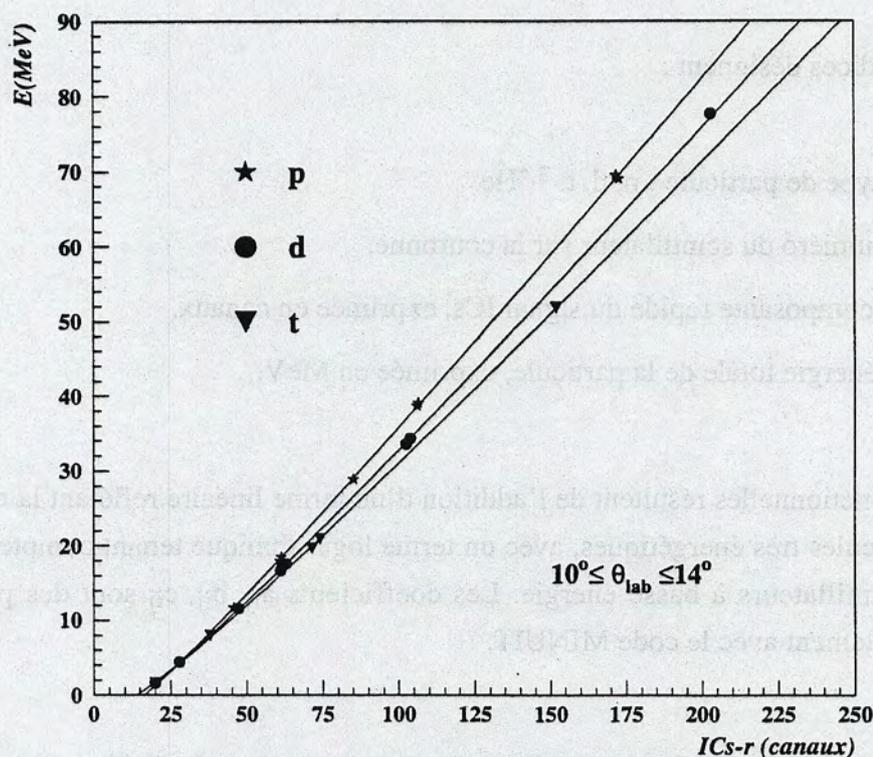


Figure 2.5 : Représentation de la variation de l'énergie des p , d , t , en fonction de la composante rapide du signal ICs pour le domaine angulaire $10^\circ \leq \theta_{lab} \leq 14^\circ$. Les symboles désignent les points d'étalonnage expérimentaux et les lignes représentent les fonctionnelles de calibration.

La paramétrisation des points expérimentaux consiste à trouver la relation qui permet de convertir la lumière émise par le scintillateur en énergie déposée par l'ion lors de son passage dans celui-ci. Pour les ICs , c'est le canal de la composante rapide qui est utilisé.

Un ensemble de points d'étalonnage caractérise la réponse de chaque détecteur à une particule légère chargée de nature donnée : p , d , t , 3He ou 4He . Ils sont repérés par les canaux de la composante rapide ($ICs-r$) et les énergies déposées par l'isotope (E) (exemple figure 2.5).

Les fonctionnelles suivantes ont été choisies pour la paramétrisation (STR 90):

$$E = a_{ij} x + b_{ij} + c_{ij} \ln(100 + 10 x) \quad (E1)$$

Les indices désignent :

i = le type de particule : p, d, t, $^3,^4\text{He}$

j = le numéro du scintillateur sur la couronne.

x = la composante rapide du signal ICs, exprimée en canaux.

E = l'énergie totale de la particule, exprimée en MeV.

Ces fonctionnelles résultent de l'addition d'un terme linéaire reflétant la réponse de l'ICs à des particules très énergétiques, avec un terme logarithmique tenant compte de la non linéarité des scintillateurs à basse énergie. Les coefficients a_{ij} , b_{ij} , c_{ij} sont des paramètres obtenus par ajustement avec le code MINUIT.

Les figures 2.6 et 2.7 donnent des exemples de spectres énergétiques de particules légères émises au cours de la réaction Ar + Ni à 84 A.MeV et détectées dans deux cristaux individuels appartenant à une même couronne. Les coefficients de calibration a_{ij} , b_{ij} , c_{ij} associés à ces scintillateurs sont différents mais les spectres énergétiques des particules se superposent parfaitement.

On constate la présence de particules d'énergie supérieure à l'énergie maximale théorique déposée dans les ICs (voir paragraphe 1.3.3). Il s'agit en fait de doubles comptages : le signal lumineux codé résulte de la somme des énergies déposées par 2 particules (2 protons par exemple) qui ont atteint le même scintillateur pendant l'ouverture des portes d'intégration.

couronne:5--module:11

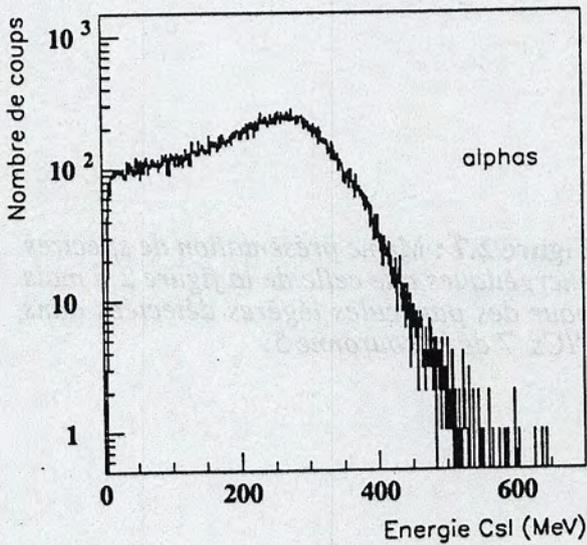
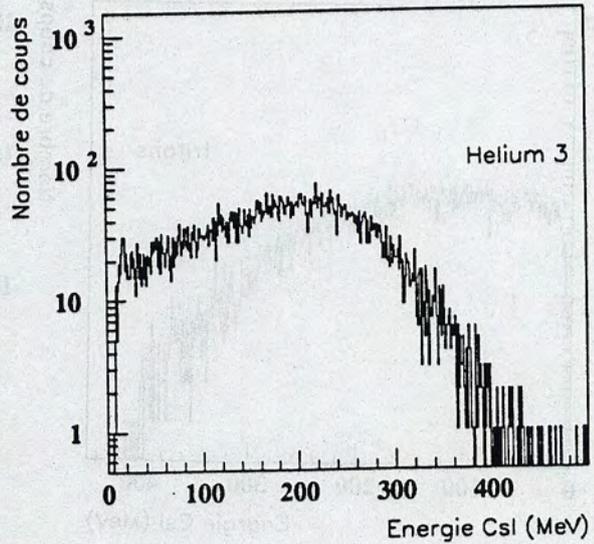
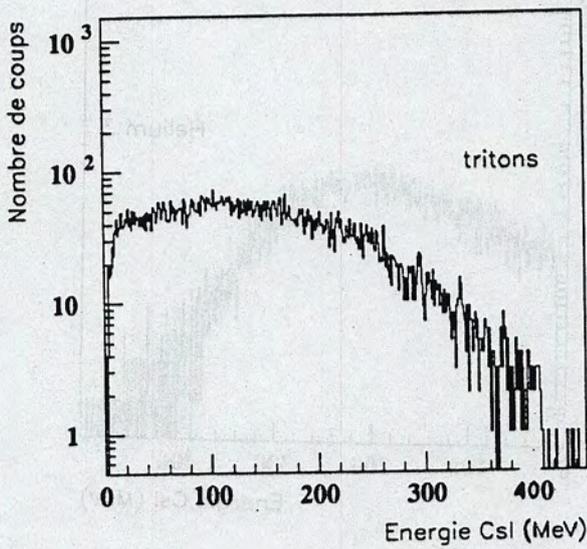
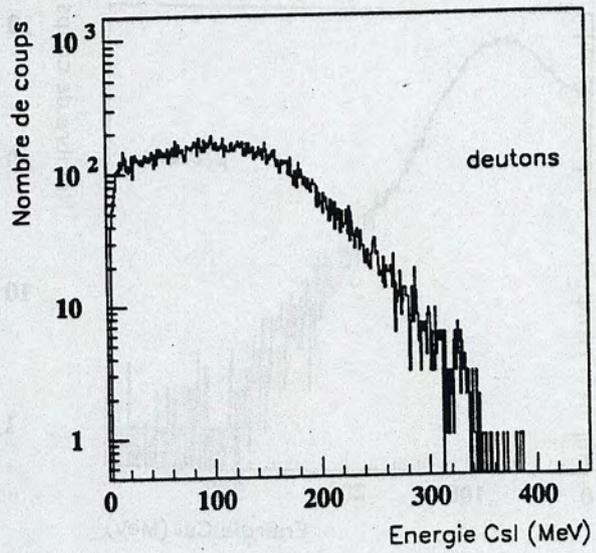
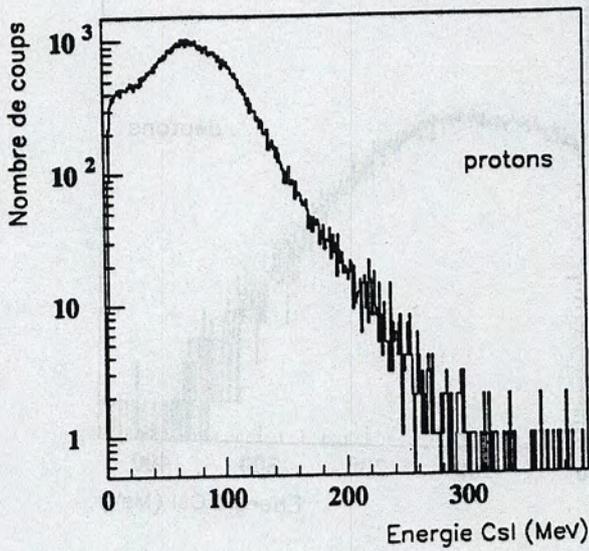


Figure 2.6 : Exemples de spectres énergétiques obtenus avec les fonctionnelles de calibration (E1) pour différents types de particules légères émises au cours de la réaction Ar + Ni à 84 A.MeV et détectées dans l'ICs 11 de la couronne 5.

couronne:5--module:7

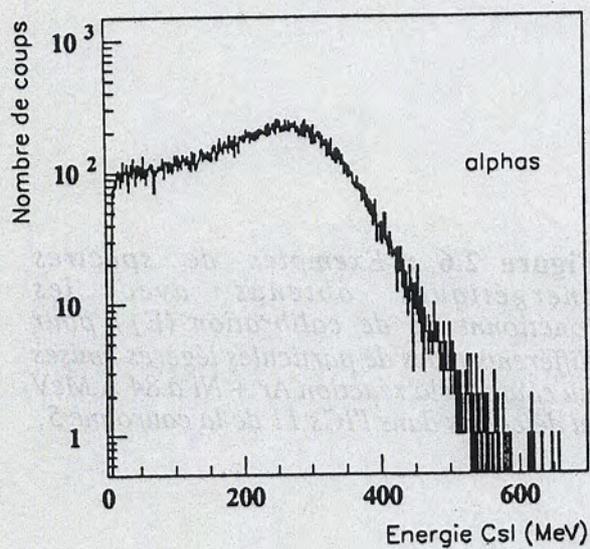
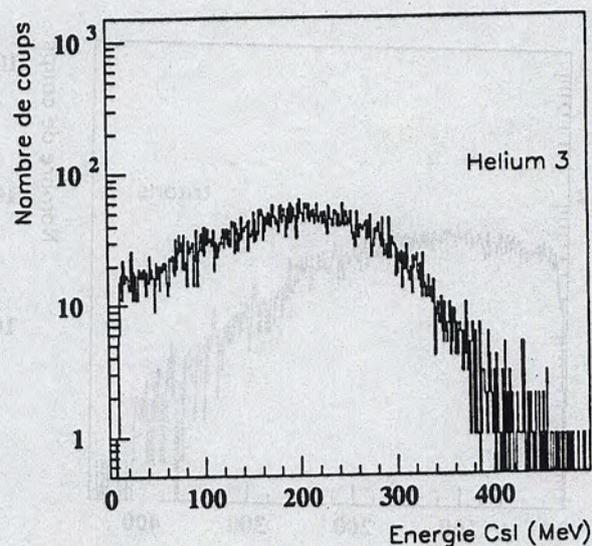
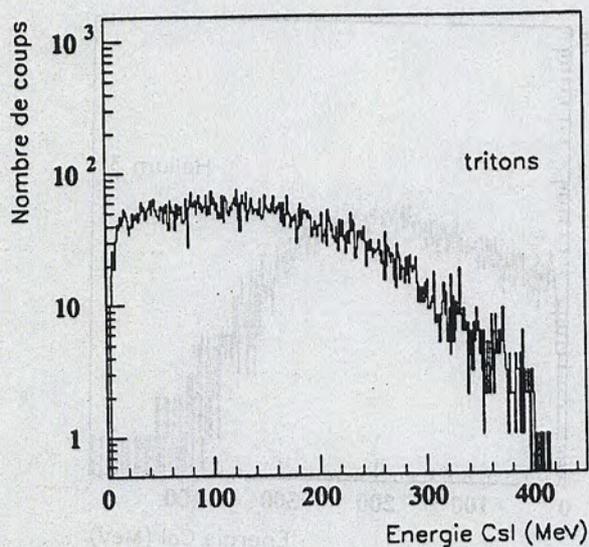
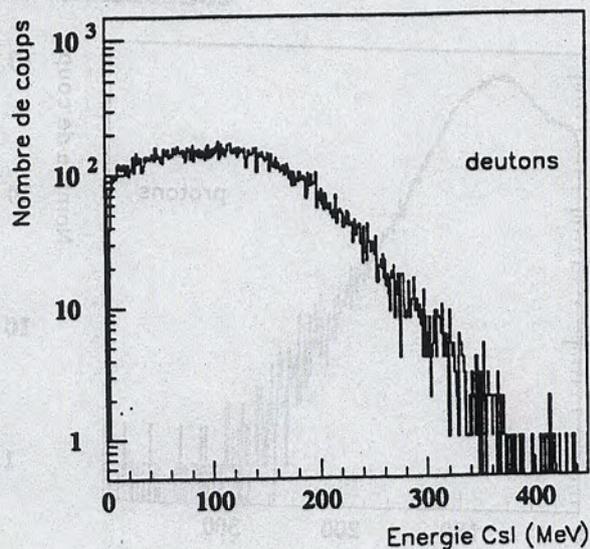
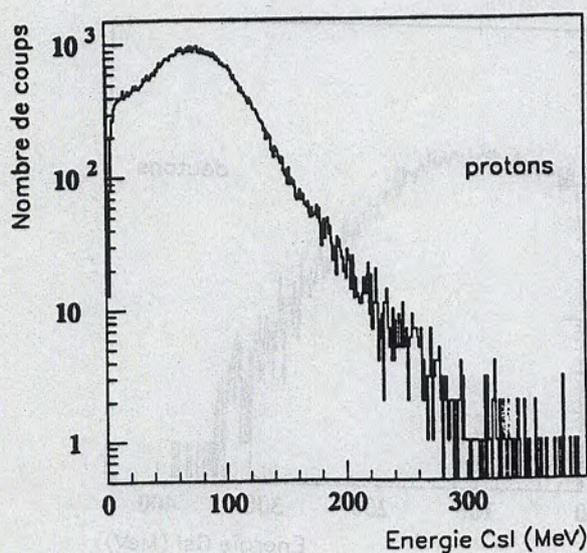


Figure 2.7 : Même présentation de spectres énergétiques que celle de la figure 2.6 mais pour des particules légères détectées dans l'ICs 7 de la couronne 5.

2.6.4 Autres méthodes de calibration.

a) Procédure globale.

Par manque de statistique, les calibrations en deutons et tritons de quelques scintillateurs n'ont pu être obtenues à l'aide de points expérimentaux. Pour surmonter ce problème, nous avons effectué une étude systématique de l'émission lumineuse des ICs d'INDRA en fonction de l'isotope d'hydrogène détecté et nous avons essayé de dégager des caractéristiques communes à tous les détecteurs.

Dans un premier temps, par inversion des fonctionnelles de calibration (E_1), nous avons vérifié que la composante rapide correspondant à une énergie déposée nulle et appelée piédestal (C_{ped}), est la même pour un module donné quelque soit l'isotope d'hydrogène (exemple figure 2.8).

couronne 3

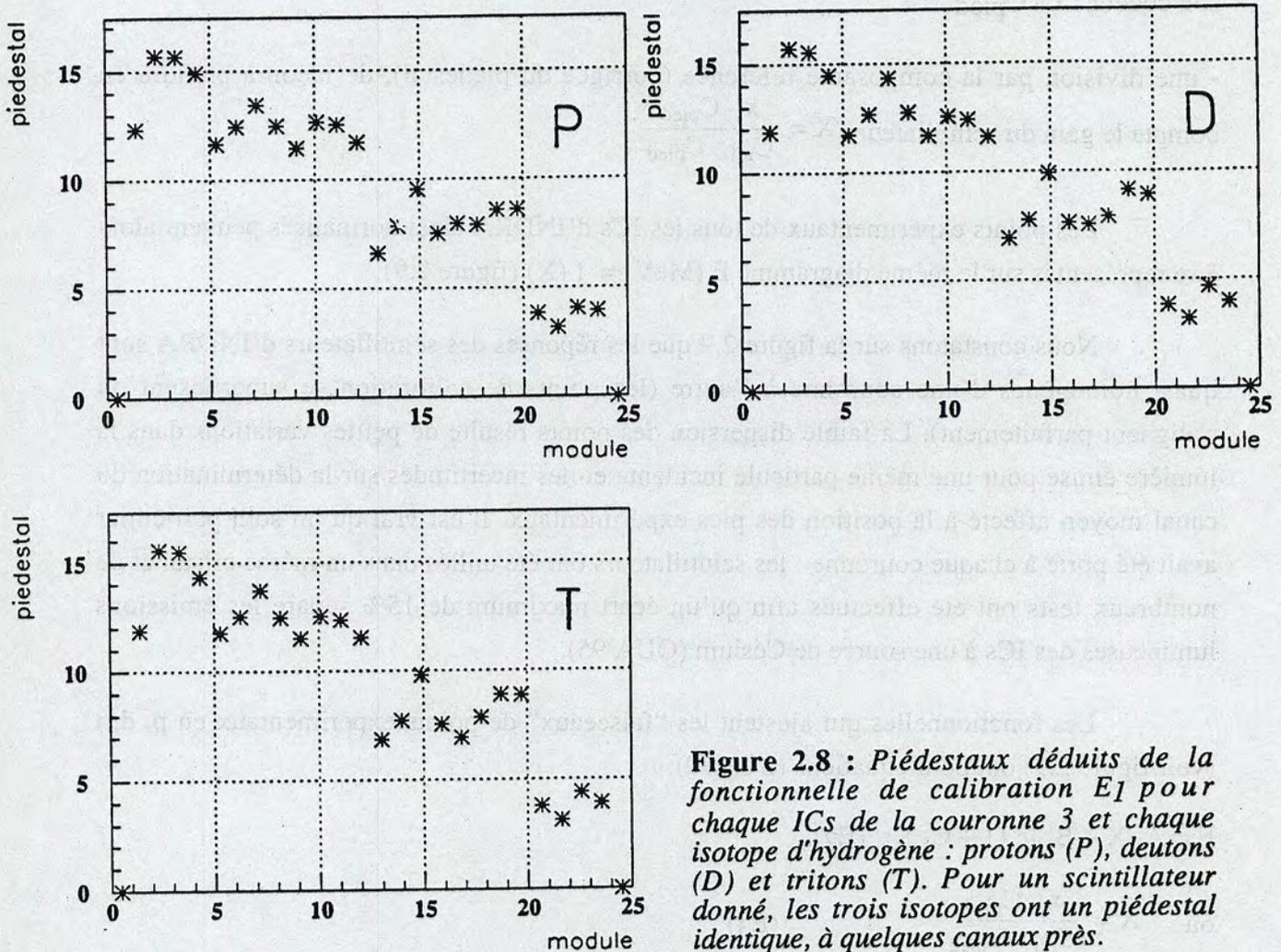


Figure 2.8 : Piédestaux déduits de la fonctionnelle de calibration E_1 pour chaque ICs de la couronne 3 et chaque isotope d'hydrogène : protons (P), deutons (D) et tritons (T). Pour un scintillateur donné, les trois isotopes ont un piédestal identique, à quelques canaux près.

Le piédestal vérifie la relation :

$$a_{ij} C_{\text{pied}} + b_{ij} + c_{ij} \ln(100 + 10 C_{\text{pied}}) = 0$$

L'ensemble des coefficients de calibration en protons étant connu, nous avons ensuite déterminé pour tous les ICs la valeur de la composante rapide lorsqu'un proton dépose une énergie de 30 MeV ($C_{\text{réf}}$). Cette référence est prise dans le domaine où la réponse des scintillateurs est linéaire. $C_{\text{réf}}$ vérifie l'équation :

$$a_{ij} C_{\text{réf}} + b_{ij} + c_{ij} \ln(100 + 10 C_{\text{réf}}) = 30$$

Pour normaliser l'ensemble des points de calibration de tous les scintillateurs, nous avons effectué sur la composante rapide de chaque pic expérimental (x) les opérations suivantes (STR 90):

- une soustraction du piédestal de manière à corriger le signal du déclenchement spécifique à son codeur : $x - C_{\text{pied}}$

- une division par la composante référence (corrigée du piédestal), de façon à prendre en compte le gain du scintillateur : $X = \frac{x - C_{\text{pied}}}{C_{\text{réf}} - C_{\text{pied}}}$

Les points expérimentaux de tous les ICs d'INDRA ainsi normalisés peuvent alors être représentés sur le même diagramme E (MeV) = $f(X)$ (figure 2.9).

Nous constatons sur la figure 2.9 que les réponses des scintillateurs d'INDRA sont quasi homogènes d'une couronne à l'autre (les points de calibration se superposent ou s'alignent parfaitement). La faible dispersion des points résulte de petites variations dans la lumière émise pour une même particule incidente et des incertitudes sur la détermination du canal moyen affecté à la position des pics expérimentaux. Il est vrai qu'un soin particulier avait été porté à chaque couronne : les scintillateurs ont été taillés dans un même cristal et de nombreux tests ont été effectués afin qu'un écart maximum de 15% sépare les émissions lumineuses des ICs à une source de Césium (OUA 95).

Les fonctionnelles qui ajustent les "faisceaux" de points expérimentaux en p , d , t (voir figure 2.9) ont pour équations (STR 90):

$$E = A_i X + B_i \ln(1 + C_i X) \quad (E2)$$

$$\text{où } X = \frac{x - C_{\text{pied}}}{C_{\text{réf}} - C_{\text{pied}}} \quad (E3)$$

Les significations de la variable x et de l'indice i sont celles du paragraphe 2.6.3.

Les paramètres A_i , B_i , C_i ont été déterminés par minimisation avec le code Minuit (tableau 2.5.4).

isotope d'hydrogène	A_i	B_i	C_i
^1H	33.069	-2.313	2.581
^2H	30.453	-2.613	1.824
^3H	28.940	-2.495	3.299

Tableau 2.5.4 : Paramètres des fonctionnelles de calibration (E_2) des p, d, t.

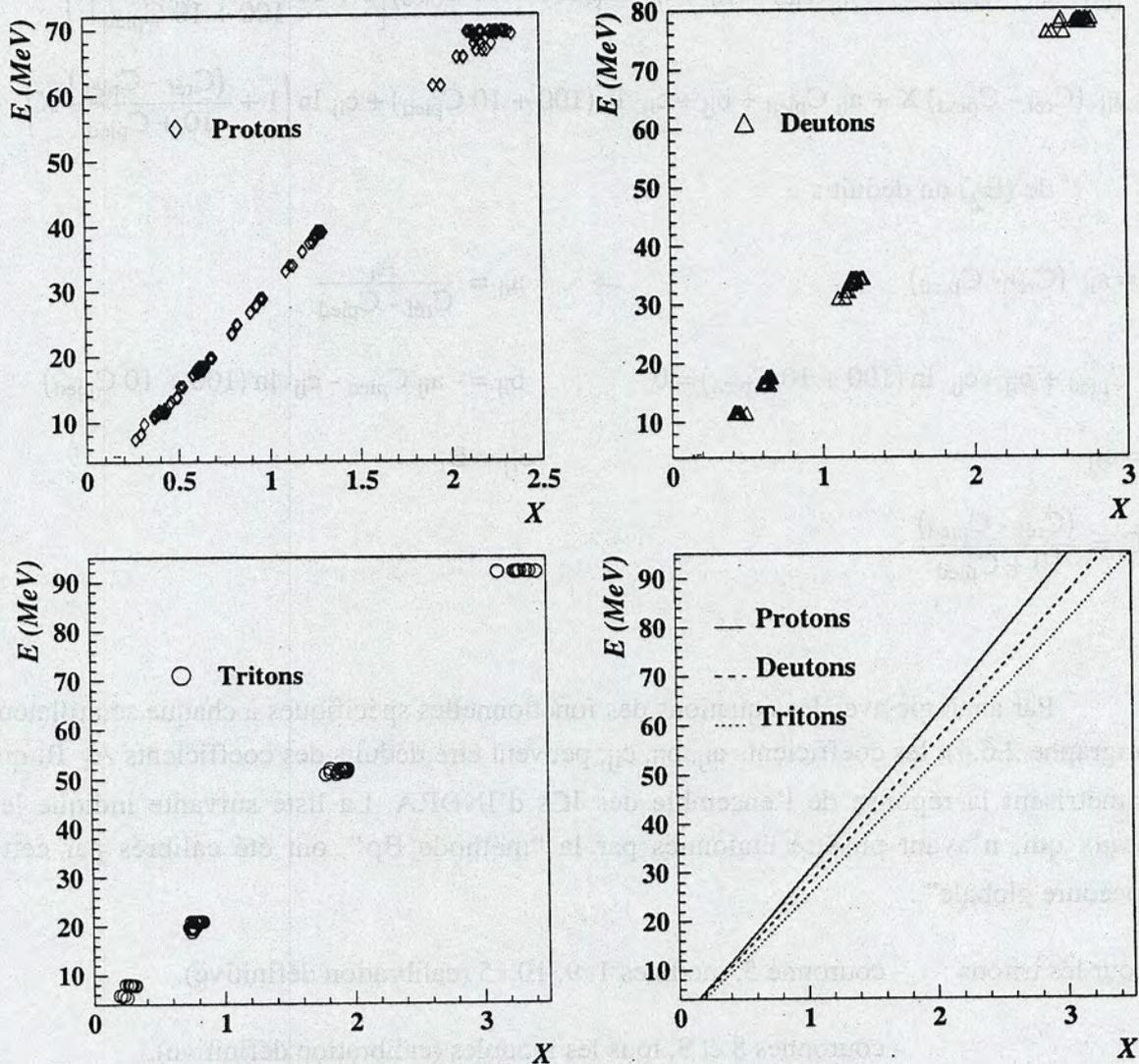


Figure 2.9 : Ensemble des points expérimentaux en p, d, t normalisés pour 3 ICs de chacune des couronnes 2 à 12 d'INDRA ($3^\circ \leq \theta_{\text{lab}} \leq 88^\circ$). Les fonctionnelles de calibration déduites (E_2) sont représentées en trait plein pour les protons, tirés pour les deuterons et pointillés pour les tritons.

Les fonctionnelles (E_1) peuvent encore être exprimées sous la forme :

$$E = a_{ij} x + b_{ij} + c_{ij} \ln(100 + 10 x)$$

$$E = a_{ij} (x - C_{\text{pied}}) + a_{ij} C_{\text{pied}} + b_{ij} + c_{ij} \ln(100 + 10 (x - C_{\text{pied}}) + 10 C_{\text{pied}})$$

$$E = a_{ij} (C_{\text{réf}} - C_{\text{pied}}) \frac{(x - C_{\text{pied}})}{(C_{\text{réf}} - C_{\text{pied}})} + a_{ij} C_{\text{pied}} + b_{ij} +$$

$$c_{ij} \ln \left(100 + 10 (C_{\text{réf}} - C_{\text{pied}}) \frac{(x - C_{\text{pied}})}{(C_{\text{réf}} - C_{\text{pied}})} + 10 C_{\text{pied}} \right)$$

avec (E_3), on a :

$$E = a_{ij} (C_{\text{réf}} - C_{\text{pied}}) X + a_{ij} C_{\text{pied}} + b_{ij} + c_{ij} \ln \left((100 + 10 C_{\text{pied}}) \left[1 + 10 \frac{X (C_{\text{réf}} - C_{\text{pied}})}{100 + 10 C_{\text{pied}}} \right] \right)$$

$$E = a_{ij} (C_{\text{réf}} - C_{\text{pied}}) X + a_{ij} C_{\text{pied}} + b_{ij} + c_{ij} \ln(100 + 10 C_{\text{pied}}) + c_{ij} \ln \left(1 + \frac{(C_{\text{réf}} - C_{\text{pied}})}{10 + C_{\text{pied}}} X \right)$$

de (E_2) on déduit :

$$A_i = a_{ij} (C_{\text{réf}} - C_{\text{pied}})$$

$$\Leftrightarrow a_{ij} = \frac{A_i}{C_{\text{réf}} - C_{\text{pied}}}$$

$$a_{ij} C_{\text{pied}} + b_{ij} + c_{ij} \ln(100 + 10 C_{\text{pied}}) = 0$$

$$b_{ij} = - a_{ij} C_{\text{pied}} - c_{ij} \ln(100 + 10 C_{\text{pied}})$$

$$B_i = c_{ij}$$

$$c_{ij} = B_i$$

$$\text{et } C_i = \frac{(C_{\text{réf}} - C_{\text{pied}})}{10 + C_{\text{pied}}}$$

Par analogie avec les équations des fonctionnelles spécifiques à chaque scintillateur (paragraphe 2.6.4), les coefficients a_{ij} , b_{ij} , c_{ij} , peuvent être déduits des coefficients A_i , B_i qui paramétrisent la réponse de l'ensemble des ICs d'INDRA. La liste suivante indique les cristaux qui, n'ayant pu être étalonnés par la "méthode B_p ", ont été calibrés par cette "procédure globale" :

- a) pour les tritons :
- couronne 5, modules 1, 9, 10,15 (calibration définitive).
 - couronnes 8 et 9, tous les modules (calibration définitive).
 - couronnes 10 à 17, tous les modules (calibration provisoire utilisée pour la première génération de bandes physiques).

b) pour les deutons : - couronnes 10 à 17, tous les modules (calibration provisoire).

Nous avons vérifié que, pour une même couronne, tous les spectres énergétiques déduits de cette façon se superposent parfaitement.

Des tests ont été réalisés afin d'estimer l'erreur commise avec cette procédure : pour chaque canal, nous avons comparé la valeur de l'énergie évaluée par la méthode globale à celle donnée par la méthode Bp. A basse énergie, l'erreur commise est grande (jusqu'à 15%, soit 3 MeV en absolu pour une énergie de 20 MeV) mais elle chute très rapidement à moins de 5%. Cette fluctuation n'entraîne cependant pas de variation notable sur la pente des spectres énergétiques (exemples figures 2.10-11 et 2.12-13).

couronne:4--module:5--deutons

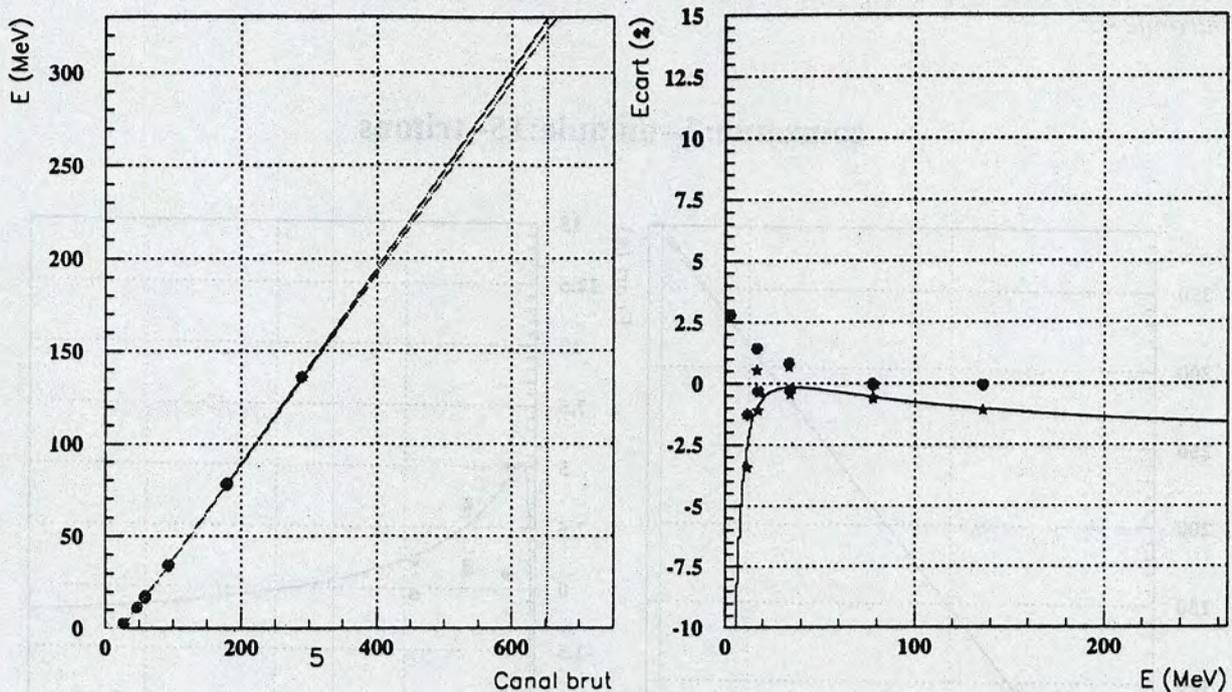


Figure 2.10 : Résultats des tests effectués sur les deutons détectés dans le scintillateur 5 de la couronne 4. A gauche : représentation des points expérimentaux (cercles) et des fonctionnelles de calibration obtenues avec la méthode Bp et la procédure globale. A droite : les cercles (étoiles) représentent, pour chaque point d'étalonnage, l'écart entre l'énergie déduite par la méthode Bp (procédure globale) et l'énergie théorique calculée avec le programme de simulation (voir paragraphe 2.6.2). La ligne représente l'écart entre l'énergie évaluée par la procédure globale et celle donnée par la méthode Bp.

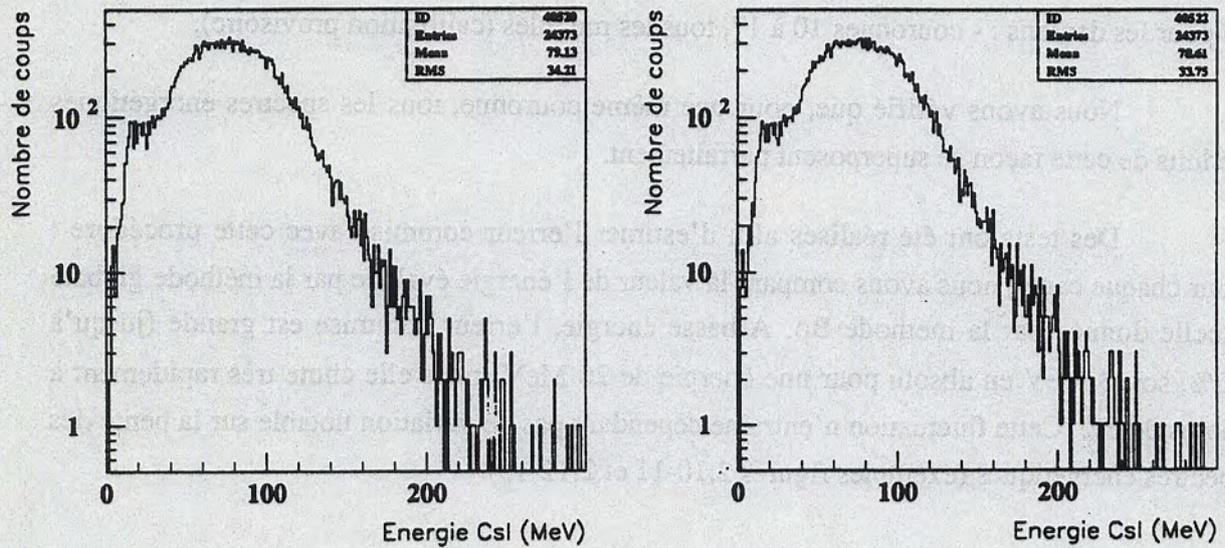


Figure 2.11 : A gauche (respectivement à droite) : spectre énergétique des deutons obtenu avec la calibration Bp (respectivement calibration globale) pour le scintillateur 5 de la couronne 4.

couronne:2--module:15--tritons

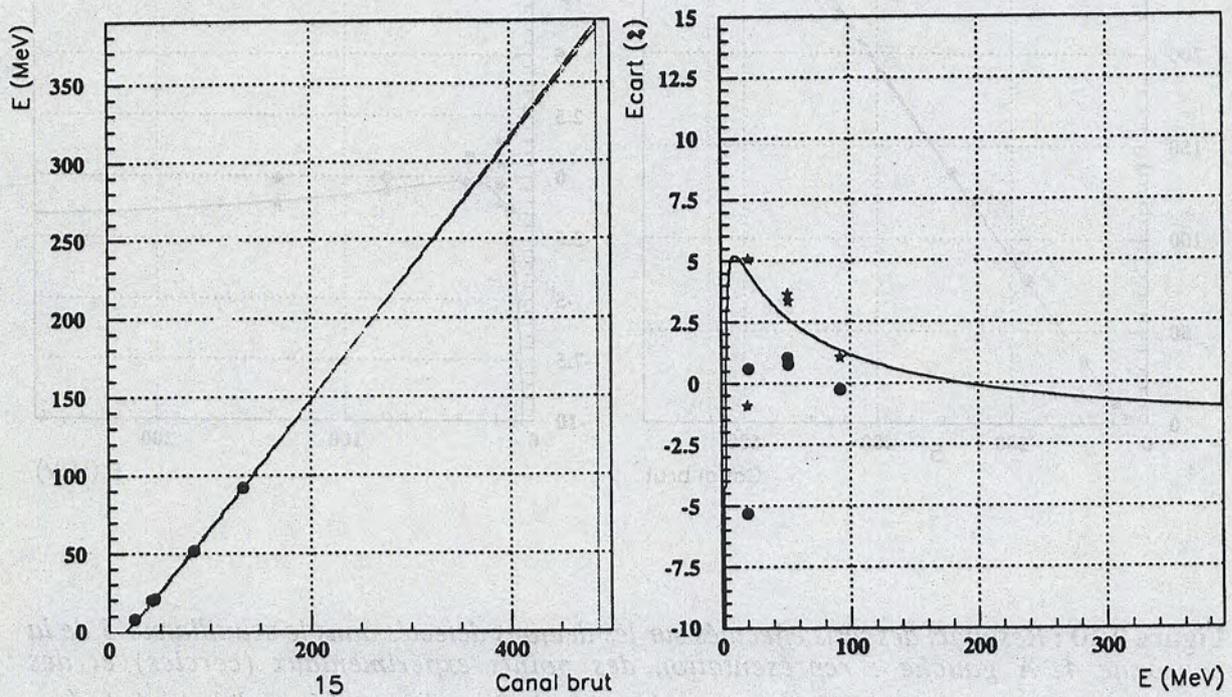


Figure 2.12 : Résultats des tests effectués sur les tritons détectés dans le scintillateur 15 de la couronne 2. Pour la présentation, se reporter à la figure 2.10.

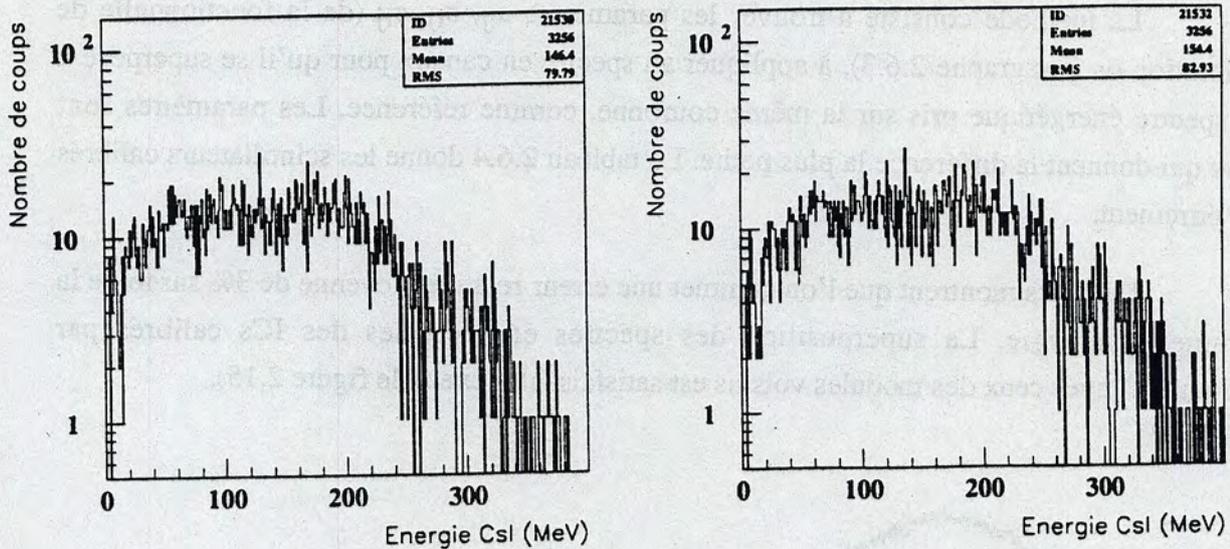


Figure 2.13 : A gauche (respectivement à droite) : spectre énergétique des tritons obtenu avec la calibration Bp (respectivement calibration globale) pour le scintillateur 15 de la couronne 2.

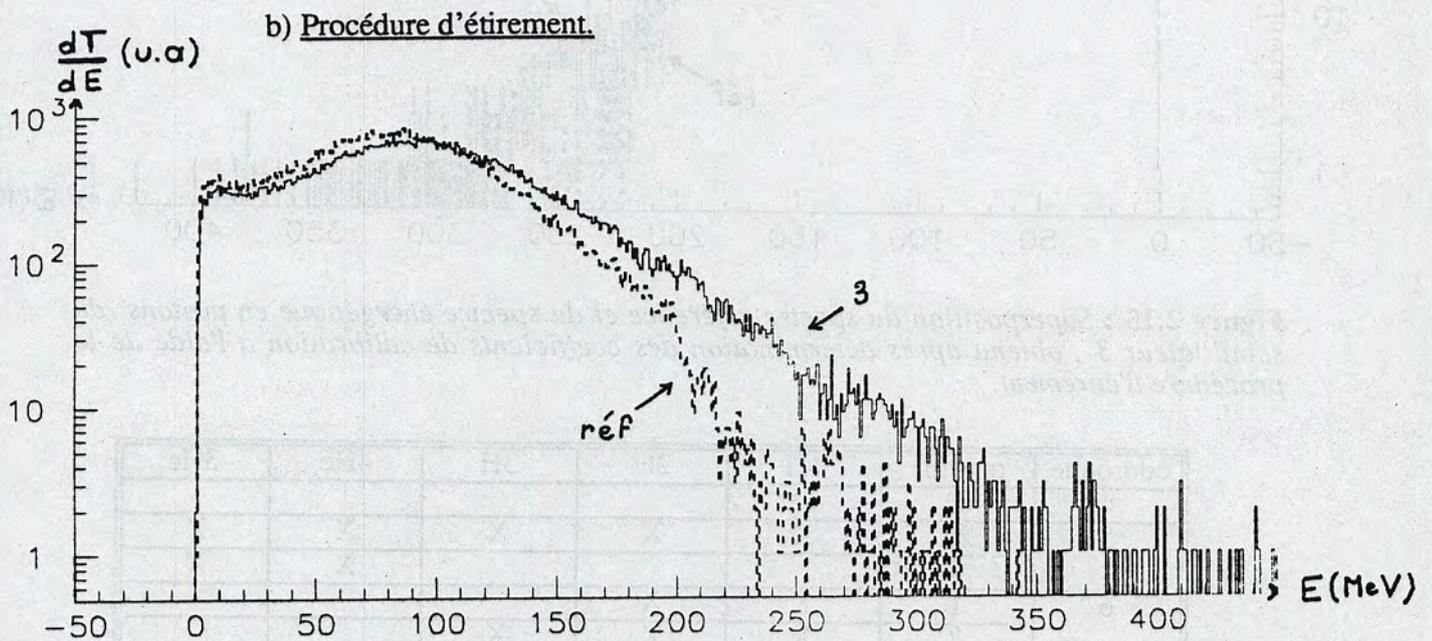


Figure 2.14 : Superposition des spectres énergétiques en protons obtenus avec la calibration des points "Bp", pour le scintillateur 3 et un autre ICs pris comme référence (réf) et appartenant à la même couronne 6.

Quelques spectres énergétiques de particules légères ne se superposent pas aux autres de la même couronne : leurs pentes sont plus importantes ou plus faibles (exemple figure 2.14). La calibration de ces ICs n'est pas satisfaisante et de nouveaux paramètres d'étalonnage ont été calculés par "étirement".

La méthode consiste à trouver les paramètres a_{ij} , b_{ij} , c_{ij} (de la fonctionnelle de calibration du paragraphe 2.6.3), à appliquer au spectre en canaux pour qu'il se superpose à un spectre énergétique pris sur la même couronne, comme référence. Les paramètres sont ceux qui donnent la différence la plus petite. Le tableau 2.6.4 donne les scintillateurs calibrés par étirement.

Des tests montrent que l'on commet une erreur relative moyenne de 3% sur toute la gamme en énergie. La superposition des spectres énergétiques des ICs calibrés par "étirement" avec ceux des modules voisins est satisfaisante (exemple figure 2.15).

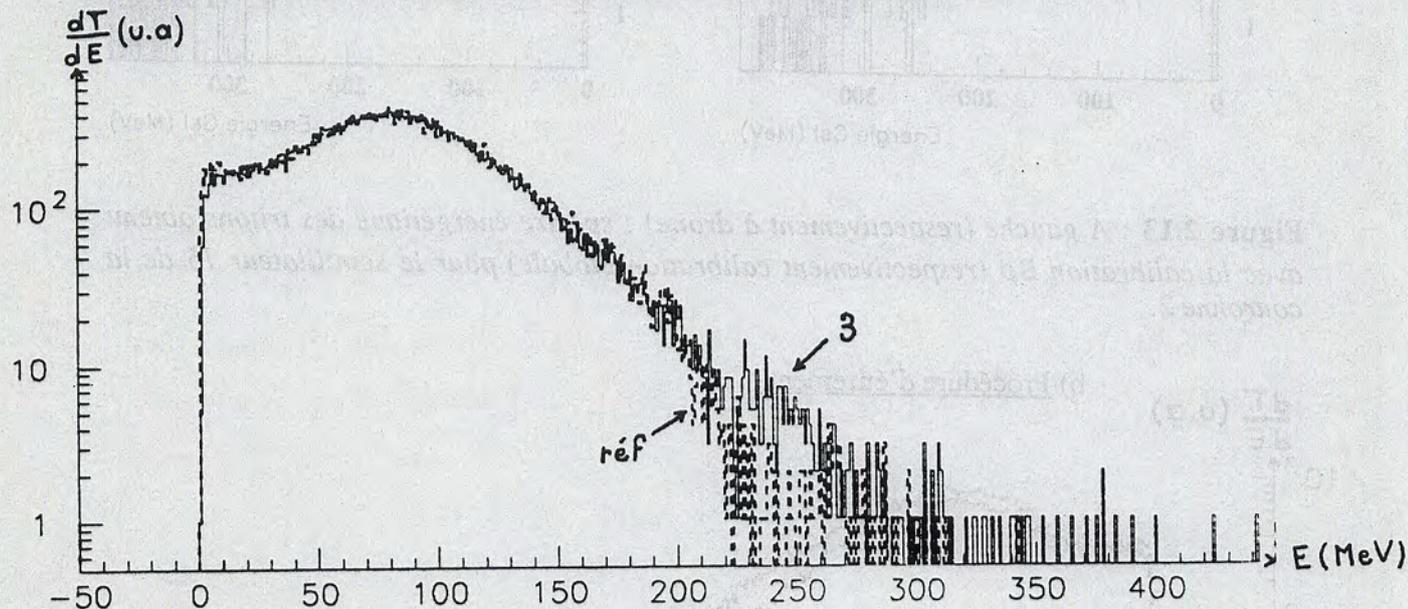


Figure 2.15 : Superposition du spectre référence et du spectre énergétique en protons du scintillateur 3, obtenu après détermination des coefficients de calibration à l'aide de la procédure d'étirement.

couronne	module	1H	2H	3H	4He	3He
4	21	X				
5	23	X	X	X	X	X
	4				X	X
6	1	X	X			
	2	X	X	X		
	3	X	X	X	X	X
	8		X			
	16		X			
7	24		X			
	1	X	X	X		
	3	X	X			
	13		X			
8	15		X			
	2		X		X	X
	5		X			

Tableau 2.6.4 : Scintillateurs calibrés à l'aide de la procédure d'étirement.

2.7. Conclusion.

Pour calibrer l'ensemble des modules de détection d'INDRA, plusieurs méthodes d'étalonnage ont été utilisées. Leurs principes diffèrent et sont adaptés à la nature et la position spatiale des détecteurs considérés. Ces diverses méthodes sont basées sur l'emploi de nombreuses techniques expérimentales telles que les générateurs d'impulsions, les sources alphas, les faisceaux d'ions lourds de faibles et hautes énergies ainsi que les faisceaux secondaires de particules et fragments légers. La calibration repose également sur le développement de nombreux programmes informatiques permettant l'identification des particules détectées (BEN 94, BEN 92, LEF 95), la simulation de réactions de diffusion élastique et inélastique, le repérage des points d'étalonnage expérimentaux ou calculés à l'aide de table de pertes d'énergie, ou encore l'ajustement des diverses fonctionnelles de calibration. Afin qu'un accord global soit obtenu et que les calibrations soient les plus précises possible, une autre partie importante de ce travail a consisté à effectuer de nombreux contrôles et confronter les différentes méthodes de calibration entre elles.

La haute qualité des résultats d'INDRA tient en grande partie à la minutie avec laquelle les différentes tâches qui permettent de calibrer tous les détecteurs composant INDRA, ont été accomplies par l'ensemble de la collaboration.

CHAPITRE 3

PRESENTATION DES DONNEES EXPERIMENTALES

Présentation des données expérimentales.

3.1. La prise des données.

L'expérience Xe + Sn à 50 A.MeV dont nous allons présenter les résultats fait partie de la première campagne de mesures effectuée avec le multidétecteur INDRA. Cette campagne comprenait entre autre des mesures supplémentaires à 25, 30, 39 et 45 A.MeV pour le même système. Celles-ci font partie de deux programmes de recherche sur la nature du processus de multifragmentation : l'un proposant d'étudier l'évolution de ce processus avec la taille du système (proposition d'expérience E 207), l'autre abordant la dépendance du mode de désintégration avec l'asymétrie de masse de la voie d'entrée (E 210). C'est dans le cadre défini par ce dernier programme que s'inscrit notre travail.

Signalons que certains résultats présentés ici ont déjà été discutés dans des travaux antérieurs, notamment dans des mémoires de thèse (ECO 95, BEN 95 et MET 95). Cependant les thèmes développés dans ces travaux (mode de désintégration du quasi-projectile, nature des mécanismes dominants) diffèrent de celui que nous voulons explorer, à savoir : l'étude des modes de désintégration dans les collisions centrales. D'autre part notre objectif a nécessité de disposer des calibrations définitives (notamment celle des fragments sur l'ensemble du détecteur) et ce, pour la totalité de la statistique acquise (nous recherchons des phénomènes de faible section efficace). Ces deux conditions n'étaient pas satisfaites au moment de la publication des mémoires cités plus haut.

Dans ce chapitre, après un bref rappel des conditions expérimentales, nous présentons les données brutes et la qualité de détection du multidétecteur INDRA. Nous terminons en définissant les critères de complétude que nous employons dans la suite de l'analyse.

L'expérience a été réalisée au GANIL avec un faisceau de ^{129}Xe de 50 A.MeV bombardant une cible de ^{119}Sn de $350 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ d'épaisseur. L'intensité du faisceau a été maintenue à un niveau relativement faible de 0.4 nAe pour minimiser le taux d'empilement. Le taux d'acquisition était d'environ 200 événements par seconde et le temps mort de 20 %. A part quelques mesures de contrôle en déclenchement minimal ($M_{\text{déc}} \geq 1$, un module ou plus déclenché), les données ont été enregistrées en exigeant un niveau de multiplicité $M_{\text{déc}} \geq 4$ pour l'ensemble du détecteur (voir paragraphe 1.4.3). Le nombre d'événements enregistré est de $8.5 \cdot 10^6$ et il correspond à une durée d'irradiation de 22 heures.

Pendant cette expérience, tous les modules d'INDRA étaient installés et notamment l'ensemble des chambres à ionisation. Ces dernières ont fonctionné avec une pression de C_3F_8 de 30 mbar pour les couronnes 2 à 7 et de 20 mbar pour les couronnes 8 à 17.

3.2. Caractéristiques générales des événements mesurés.

INDRA est un multidétecteur très performant mais il n'est pas universel. En effet, des choix techniques ont été fixés afin d'obtenir un outil aux performances maximales pour les collisions associées à une forte dégradation de l'énergie cinétique initiale, conduisant à un ralentissement du quasi-projectile, une accélération de la quasi-cible ou du noyau de fusion, et à une production abondante de particules légères et de fragments. Avant toute analyse, il est important d'étudier l'efficacité de détection d'INDRA sur les données recueillies et surtout de contrôler que le détecteur permet de collecter le maximum d'informations pour les collisions centrales dont l'étude fait l'objet de ce travail.

Les caractéristiques d'INDRA ont été présentées dans le Chapitre 1 et sont largement développées dans d'autres publications (PLA 93, POU 94, POU 95). Nous nous contentons ici de rappeler celles qui conditionnent de manière critique la réponse d'INDRA :

- les zones mortes induites par les espaces réservés aux passages du faisceau ($0^\circ \leq \theta_{lab} \leq 2^\circ$, $176^\circ \leq \theta_{lab} \leq 180^\circ$) et du porte cible ($88^\circ \leq \theta_{lab} \leq 92^\circ$),
- les zones mortes dues aux parois qui séparent les détecteurs,
- les seuils de détection en énergie des chambres d'ionisation (typiquement de l'ordre 1 A.MeV pour $Z \approx 5$ et 1.6 A.MeV pour $Z \approx 20$).

L'efficacité de détection d'INDRA est maximale pour les collisions les plus dissipatives. En effet, dans ces réactions, on peut raisonnablement s'attendre à ce que les fragments soient émis dans un large domaine spatial avec des vitesses dépassant les seuils de détection. Par contre, l'efficacité d'INDRA est plus faible pour les collisions périphériques : les particules issues de la réaction sont focalisées vers l'avant et plusieurs d'entre elles, comme le quasi-projectile parfois, peuvent être perdues dans la zone morte de sortie du faisceau. De plus, pour ces collisions, la quasi-cible a une vitesse de recul insuffisante pour franchir les seuils de détection.

Nous allons maintenant examiner les caractéristiques générales des événements. Nous rappelons que les grandeurs physiques dont nous disposons pour chaque particule sont : la charge, l'énergie et les angles polaire (θ) et azimutal (ϕ) du détecteur touché. Pour les besoins de l'analyse, nous serons amenés à calculer la vitesse des particules. Dans ce cas, nous ferons l'hypothèse que la masse (A) des fragments de charge (Z) supérieure à 3 est donnée par la formule :

$$A = 1.867 Z + 0.016 Z^2 - 1.07 \cdot 10^{-4} Z^3$$

qui est un ajustement obtenu pour reproduire la vallée de stabilité des noyaux (BIZ 95).

D'autre part les angles polaire (θ) et azimutal (ϕ) attribués à chaque particule détectée seront obtenus par tirages aléatoires sur le domaine angulaire couvert par le détecteur touché.

3.2.1 Corrélation charge - vitesse.

Une analyse cinématique rapide des événements collectés avec INDRA nous renseigne qualitativement sur les divers mécanismes en présence et sur l'influence du dispositif expérimental pour la réaction Xe + Sn à 50 A.MeV.

La figure 3.1 représente la charge des fragments de masse intermédiaire ($Z_{fmi} \geq 3$) détectés dans un même événement, en fonction de leur vitesse dans le laboratoire V_{Lab} . Les flèches symbolisent les vitesses du projectile : $V_p = 9.82$ cm/ns et du centre de masse de la réaction $V_{c.m} = 5.1$ cm/ns. On constate qu'INDRA permet de détecter les fragments sur une large gamme en numéro atomique et de mesurer leur vitesse sur un grand domaine.

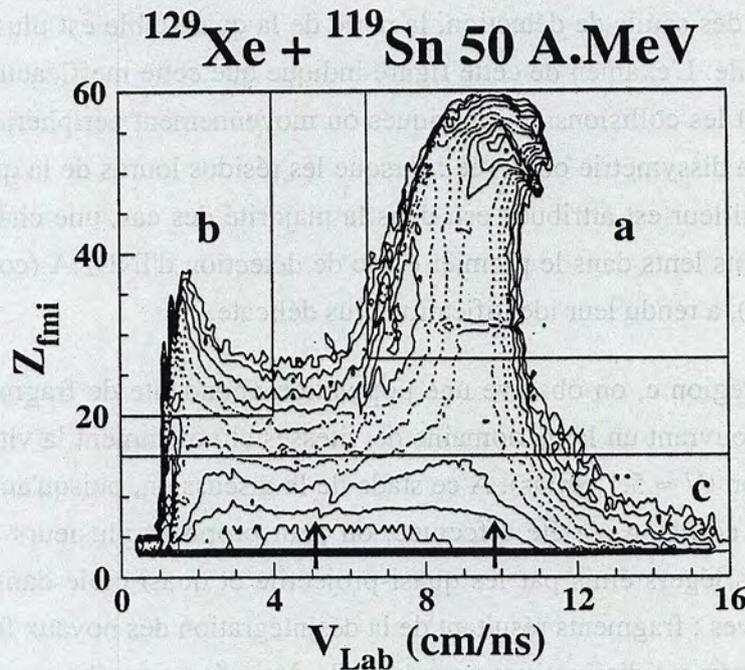


Figure 3.1 : Charge des fragments de masse intermédiaire Z_{fmi} détectés dans un même événement, en fonction de leur vitesse dans le laboratoire V_{Lab} .

Dans cette matrice, on peut distinguer trois zones de population.

a) Dans la région a, on observe des fragments se déplaçant avec des vitesses proches de celle du projectile. Ceux de charge voisine de celle du projectile ($Z \approx 54$) sont associés aux collisions les plus périphériques. Ils correspondent aux résidus lourds du quasi-projectile faiblement excité qui aurait émis quelques particules ou fragments légers, comme nous le verrons plus loin (paragraphe 3.2.2. b).

Les fragments de charges inférieures proviennent de collisions plus dissipatives où l'on a détecté le résidu lourd du quasi-projectile (du fait de l'évaporation, sa taille diminue à mesure que la réaction est plus violente), les fragments qu'il a évaporés (leur nombre augmente avec la centralité de la collision) ou encore, en faible proportion, les résidus issus de la fission symétrique du quasi-projectile.

b) Dans la région b, on observe des fragments ayant de faibles vitesses et une distribution en charges n'excédant pas 40. Le système Xe + Sn étant quasi symétrique, on aurait dû observer la figure symétrique de la première région et notamment un îlot autour de $Z=50$. En fait pour la majorité des réactions (même très dissipatives), le recul de la quasi-cible est insuffisant pour que son résidu de désintégration soit détecté (le calcul de la cinématique d'une réaction de diffusion inélastique montre que pour accélérer des quasi-cibles à une énergie supérieure à 1 A.MeV, il faut dissiper une énergie totale supérieure à 1 GeV). Cette dissymétrie entre l'extension en charges des produits mesurés à grande et basse vitesses montre que le détecteur ne couvre pas la même échelle de dissipations pour le projectile et pour la cible. Du fait des seuils de détection, la perte de la quasi-cible est plus probable que celle du quasi-projectile. L'examen de cette figure indique que cette inefficacité du détecteur affecte principalement les collisions périphériques ou moyennement périphériques. Un autre effet vient renforcer la dissymétrie observée : lorsque les résidus lourds de la quasi-cible sont détectés, la charge qui leur est attribuée est, dans la majorité des cas, une charge minimale. L'arrêt de ces fragments lents dans le premier étage de détection d'INDRA (constitué par les chambres d'ionisation), a rendu leur identification plus délicate.

c) Dans la région c, on observe une population abondante de fragments de tailles petites et moyennes couvrant un large domaine de vitesses et notamment la vitesse du centre de masse de la réaction ($V \approx 5.1$ cm/ns). A ce stade de la discussion, puisqu'aucune sélection sur la violence de la collision n'a été effectuée, on peut proposer plusieurs origines à ces fragments : fragments légers émis par les quasi-projectile et quasi-cible dans les réactions modérément dissipatives ; fragments résultant de la désintégration des noyaux formés dans les collisions binaires fortement dissipatives ; produits de désintégration d'une source de fusion ou d'une source intermédiaire se déplaçant à la vitesse du centre de masse de la réaction...

3.2.2 Bilan en impulsion et distribution de charge totale.

L'examen de la figure 3.1 montre à l'évidence l'influence du détecteur sur une certaine classe d'événements. Les distributions de charge et d'impulsion totales collectées sont un moyen de mesurer la qualité de l'information recueillie par INDRA et de contrôler la complétude de l'événement.

La figure 3.2 représente le rapport de l'impulsion parallèle sur l'impulsion initiale du projectile (P_z / P_{ini}) en fonction de la charge totale (Z_{tot}), mesurées événement par événement.

Z_{tot} est obtenue de la façon suivante :

$$Z_{tot} = \sum_{i=1}^{M_{tot}} Z_i$$

Z_i est la charge de la particule i . La somme est étendue à la multiplicité totale M_{tot} . M_{tot} est obtenue en comptabilisant le nombre de particules légères ($Z \leq 2$) et de fragments de masse intermédiaire ($Z_{fmi} \geq 3$) identifiés en charge à chaque événement détecté par INDRA.

Les neutrons n'étant pas détectés par INDRA, nous avons choisi de vérifier la conservation du produit de la charge par la vitesse ($Z \times V$). Par abus de langage, nous nommons cette grandeur "impulsion" (LEC 95).

P_z est calculée avec l'expression suivante :

$$P_j = \sum_{i=1}^{M_{tot}} Z_i V_{ij}^{Lab} \quad \text{avec } j = x, y, z$$

$$\text{où } V_i^{Lab} = \sqrt{\frac{2 E_i^{Lab}}{A_i}}$$

Z_i et A_i désignent la charge et la masse de la particule i . E_i^{Lab} représente son énergie cinétique mesurée dans le laboratoire et V_i^{Lab} est sa vitesse dans le laboratoire. P_z et $V_{i,z}^{Lab}$ sont les composantes parallèles et P_x , P_y , $V_{i,x}^{Lab}$, $V_{i,y}^{Lab}$ sont les composantes perpendiculaires à l'axe z du faisceau. La somme est étendue à la multiplicité totale M_{tot} .

P_{ini} est le produit de la charge du projectile Xe par sa vitesse calculée pour une énergie incidente de 50 A.MeV :

$$P_{ini} = 54 * V_{Xe}^{Lab} \quad \text{avec } V_{Xe}^{Lab} = \sqrt{2 * 50 \frac{900}{931.5}}$$

Dans la matrice 3.2, on distingue trois régions.

a) La région a est associée à des événements où l'on collecte la majeure partie de l'impulsion et de la charge totale initiales. Ces événements où plus de 80 % de la charge initiale du système et de l'impulsion du projectile sont mesurées, représentent 12.5 % de la totalité des événements enregistrés (avec un déclenchement en multiplicité $M_{dec} \geq 4$).

Ils sont caractérisés par un rapport moyen P_z / P_{ini} de 0.92 et une charge totale moyenne Z_{tot} de 90, proche de la charge totale initiale 104. Ils proviennent des réactions les plus dissipatives dans lesquelles la quasi totalité des particules chargées produites a été collectée.

b) La région **b** représente des événements ayant un rapport d'impulsion proche de 1 et une charge totale voisine de 54. Les valeurs d'impulsion supérieures à 1 sont dues à une indétermination sur la masse du résidu lourd du quasi-projectile et à une incertitude de calibration dans les phoswichs. Pour ces collisions périphériques, le résidu lourd du quasi-projectile emporte la plus grande contribution à l'impulsion initiale et, étant diffusé à un angle supérieur à 2 degrés ($\theta_{lab} \geq 2^\circ$), il est détecté. Ce n'est pas le cas du résidu lourd de la quasi-cible qui recule avec une vitesse trop faible pour dépasser les seuils de détection. Ces événements sont localisés dans la région **a** de la matrice 3.1.

c) La région **c** correspond à des événements dont le pourcentage en impulsion est inférieur à 50 et dont la charge totale détectée est inférieure à 50. Ils sont également caractérisés par une forte accumulation pour des faibles Z_{tot} . Ces événements sont associés à des collisions très périphériques ou intermédiaires dans lesquelles le projectile (ou son résidu lourd) est diffusé à un angle très petit ($\theta_{lab} < 2^\circ$) et dans lesquelles la cible (ou son résidu lourd) n'est pas détectée. L'impulsion et la charge mesurées proviennent des particules et des quelques fragments légers évaporés par le projectile et/ou la cible au cours de la réaction.

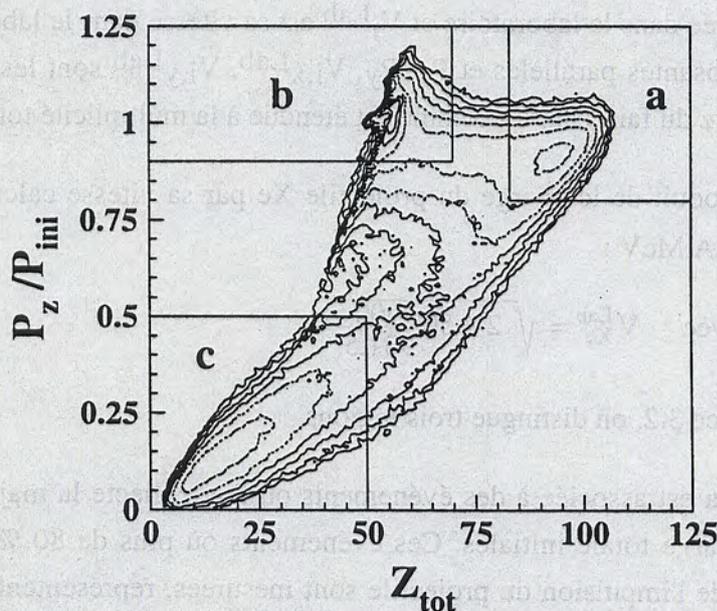


Figure 3.2 : Rapport de l'impulsion parallèle sur l'impulsion initiale du projectile P_z/P_{ini} en fonction de la charge totale Z_{tot} .

La qualité de détection d'INDRA peut être appréciée sur la matrice 3.3 a) représentant la distribution des impulsions totales P_x et P_y mesurées à chaque événement et normalisées à l'impulsion du projectile P_{ini} . La figure montre que la majorité des événements ont des valeurs de P_x et P_y centrées sur 0 : sur ces axes, la conservation de l'impulsion est vérifiée ; on a une bonne détection des produits de réaction et le détecteur n'induit pas de biais expérimentaux.

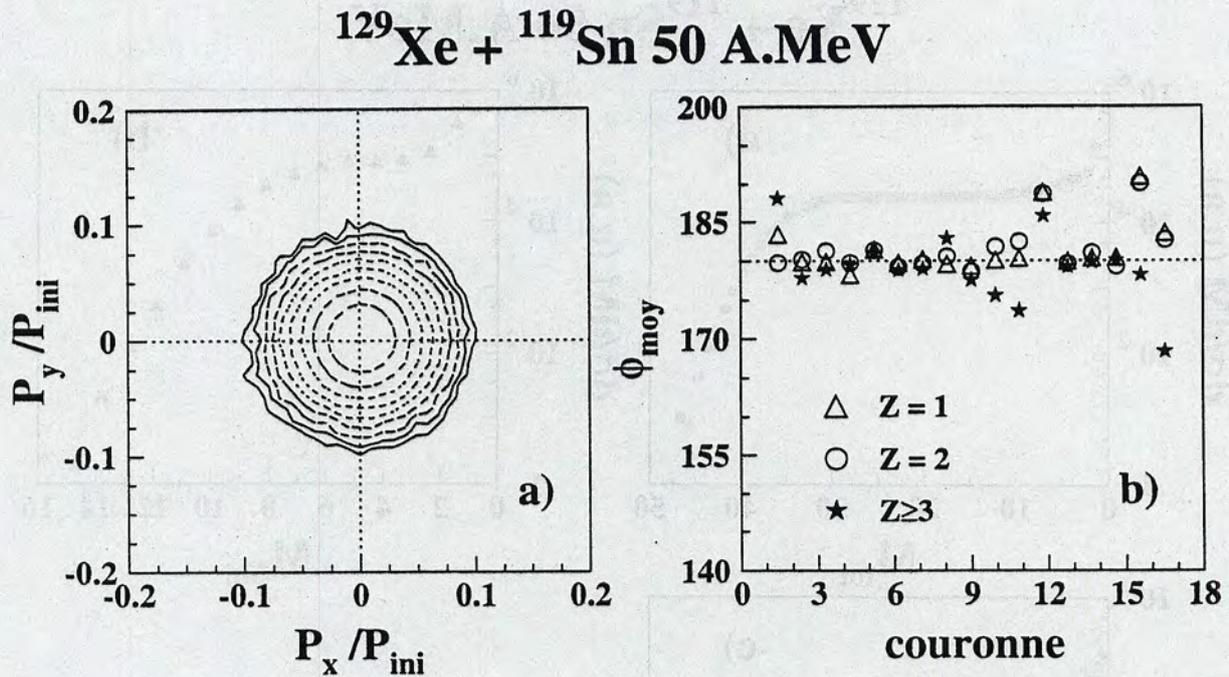


Figure 3.3 : a) Distributions des impulsions totales P_x et P_y mesurées à chaque événement et normalisées à l'impulsion du projectile P_{ini} . b) Valeurs moyennes des angles azimutaux obtenus pour les 17 couronnes d'INDRA. Les étoiles (triangles, cercles) représentent les fragments de masse intermédiaire (particules de charge égale à 1 et 2 respectivement). Afin de mieux apprécier la faible amplitude des fluctuations autour de 180° , l'origine de l'axe des ordonnées est fixée à 140° .

Nous avons également vérifié que dans la majorité des cas les taux de comptage sont équivalents pour tous les télescopes d'une même couronne. Quelques écarts ont été observés mais ils ne détruisent pas la symétrie autour de l'axe du faisceau. Cette information est synthétisée en calculant la moyenne des angles azimutaux intégrés sur 360° . Dans cette représentation, une égalité des taux de comptage module par module entraîne une valeur moyenne de 180° . La figure 3.3 b) représente les valeurs obtenues pour les 17 couronnes d'INDRA. Les étoiles (triangles, cercles) sont relatives aux fragments de masse intermédiaire (particules de charge égale à 1 et 2 respectivement). On remarque que l'ensemble des valeurs moyennes est centré sur 180° . Ceci indique que, pour chacune des couronnes d'INDRA, les taux de comptage de tous les modules de détection sont comparables.

3.2.3 Distributions de multiplicités.

Les distributions de multiplicités présentées figure 3.4 peuvent nous donner une indication du degré de violence atteint dans la collision. De même, elles nous donnent les valeurs caractéristiques des multiplicités associées aux collisions les plus dissipatives.

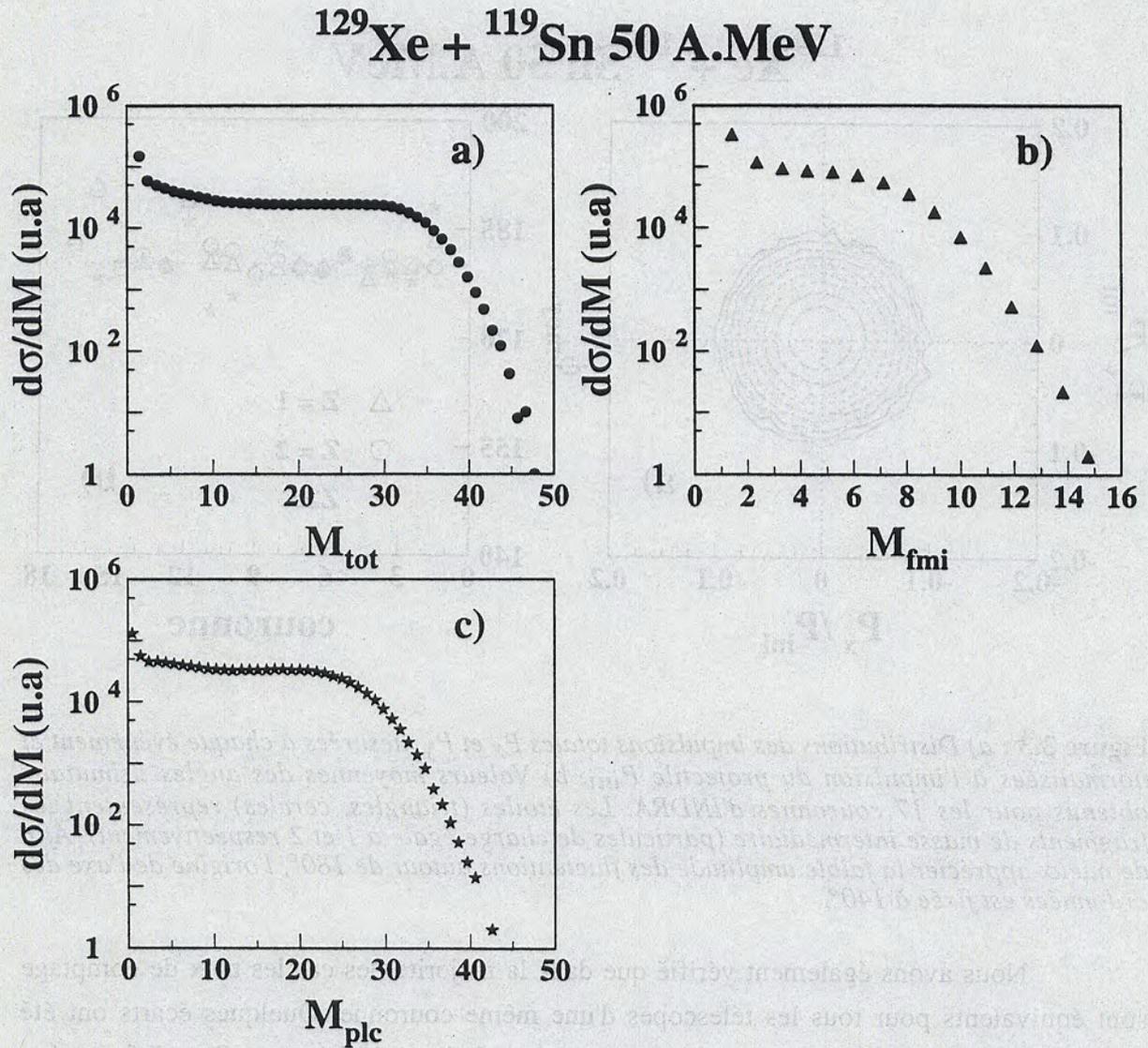


Figure 3.4 : a) Multiplicité totale de particules identifiées (M_{tot}). b) Multiplicité de fragments collectés, événement par événement (M_{fmi} avec $Z \geq 3$). c) Multiplicité de particules légères chargées détectées (M_{plc} avec $Z \leq 2$).

Les distributions de multiplicités peuvent être séparées grossièrement en deux classes. La première regroupe les multiplicités les plus faibles. Elles proviennent des collisions périphériques pour lesquelles la section efficace de réaction est la plus importante. Dans ces réactions, la dissipation en énergie est minimale.

La deuxième classe rassemble les grandes multiplicités où les valeurs extrêmes atteintes sont remarquables : $M_{fmi} \approx 15$ pour les fragments de masse intermédiaire ($Z_{fmi} \geq 3$); $M_{plc} \approx 42$ pour les particules légères ($Z \leq 2$) et $M_{tot} \approx 50$ pour la totalité des particules identifiées en charges. Ce dernier ensemble d'événements provient des collisions les plus violentes où la quantité d'énergie dissipée est maximale. Les valeurs extrêmes qui les caractérisent sont obtenues grâce à trois qualités majeures d'INDRA : une granularité élevée, des seuils bas en énergie et une bonne détection des fragments sur une large gamme en numéro atomique et notamment celle des plus légers ($Z_{fmi} \leq 8$).

3.2.4 Corrélation Z_{max} - M_{tot} .

Sur la figure 3.5, nous avons représenté la charge Z_{max} du plus gros fragment de masse intermédiaire détecté dans l'événement en fonction de la multiplicité totale M_{tot} .

On peut séparer cette matrice en deux sous-ensembles.

a) Le sous-ensemble a est associé à des événements de multiplicité totale faible (< 20) et pour lesquels le fragment le plus lourd a une charge moyenne de 4. Ils correspondent aux réactions où ni le résidu du quasi-projectile, ni celui de la quasi-cible ne sont détectés. Seuls les fragments évaporés par le projectile et la cible sont collectés et le plus gros d'entre eux est sélectionné pour la représentation. Ces événements peuplent principalement la zone c de la matrice 3.2.

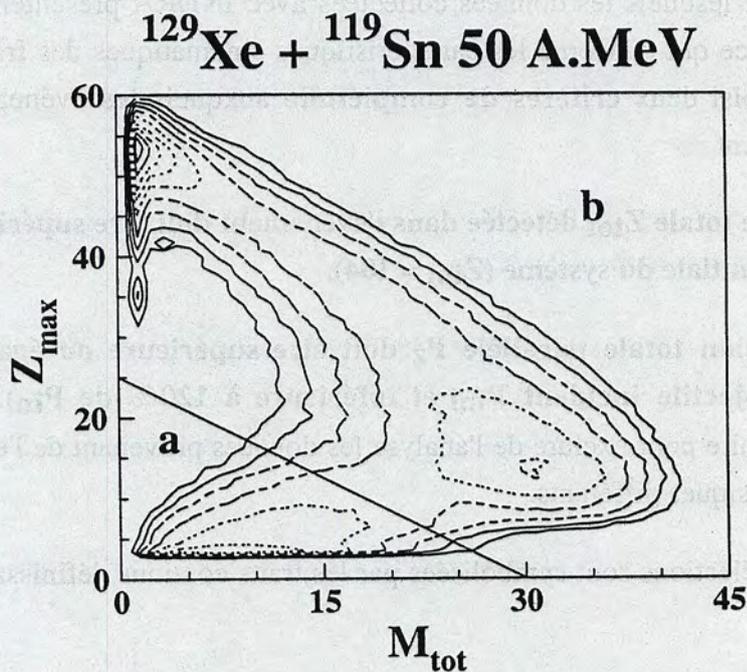


Figure 3.5 : Charge Z_{max} du plus gros fragment détecté dans l'événement en fonction de la multiplicité totale M_{tot} .

b) Dans le sous-ensemble **b**, on peut noter que l'augmentation de la multiplicité totale s'accompagne de la diminution de la charge du plus gros fragment détecté : nous avons une anticorrélation marquée entre M_{tot} et Z_{max} . Pour les multiplicités les plus faibles, la taille moyenne de Z_{max} est voisine de celle du projectile (≈ 54) : ces événements correspondent aux collisions les plus périphériques et sont localisés dans la région **a** de la matrice 3.1 (région **b** de la matrice 3.2). Pour les multiplicités les plus élevées (≈ 35), la charge Z_{max} est la plus petite (≈ 12). Evidemment cette anticorrélation peut s'expliquer comme une conséquence triviale de la conservation de la charge totale du système. On peut toutefois remarquer que nous n'observons pas de production abondante de gros résidus pour les multiplicités élevées. Les valeurs extrêmes ($M_{\text{tot}} \approx 35$ et $Z_{\text{max}} \approx 12$) sont, pour le système Xe + Sn à 50 A.MeV, caractéristiques des collisions violentes où la quantité d'énergie dissipée a été suffisante pour briser le système en fragments de tailles relativement petites.

3.3. Choix des critères de complétude.

Le choix des critères de sélection est fonction de la réponse du détecteur et des thèmes de physique que l'on désire aborder. Par exemple, pour la réaction Xe + Sn à 50A.MeV, l'étude des modes de désintégration du quasi-projectile (BEN 95) n'a pas été conduite avec les mêmes sélections que l'étude des mécanismes de réaction pour les collisions les plus dissipatives (MET 95).

L'analyse que nous nous proposons de mener par la suite exige de nous restreindre aux événements pour lesquels les données collectées avec INDRA présentent le moins de biais, notamment en ce qui concerne les caractéristiques cinématiques des fragments. Pour cela, nous avons choisi deux **critères de complétude** auxquels les événements doivent répondre simultanément :

- La charge totale Z_{tot} détectée dans l'événement doit être supérieure ou égale à 80% de la charge initiale du système ($Z_{\text{ini}} = 104$).

- L'impulsion totale parallèle P_z doit être supérieure ou égale à 80% de l'impulsion du projectile incident P_{ini} et inférieure à 120% de P_{ini} . Cette limite supérieure est nécessaire pour exclure de l'analyse les données provenant de l'empilement de deux événements physiques différents.

Ces deux sélections sont symbolisées par les traits continus définissant la région **a** de la matrices 3.2.

Les événements satisfaisant les critères de complétude représentent 12.5 % de la totalité des données enregistrées avec un déclenchement en multiplicité $M_{\text{déc}} \geq 4$.

Comme nous l'avons déjà souligné, ils sont caractérisés par une valeur moyenne du rapport d'impulsion P_z / P_{ini} de 0.92 et une charge moyenne totale collectée Z_{tot} de 90.

3.3.1 Effets de la sélection.

Les figures suivantes nous indiquent les caractéristiques générales des événements retenus par les critères de complétude et nous permettent de contrôler la nature des événements rejetés.

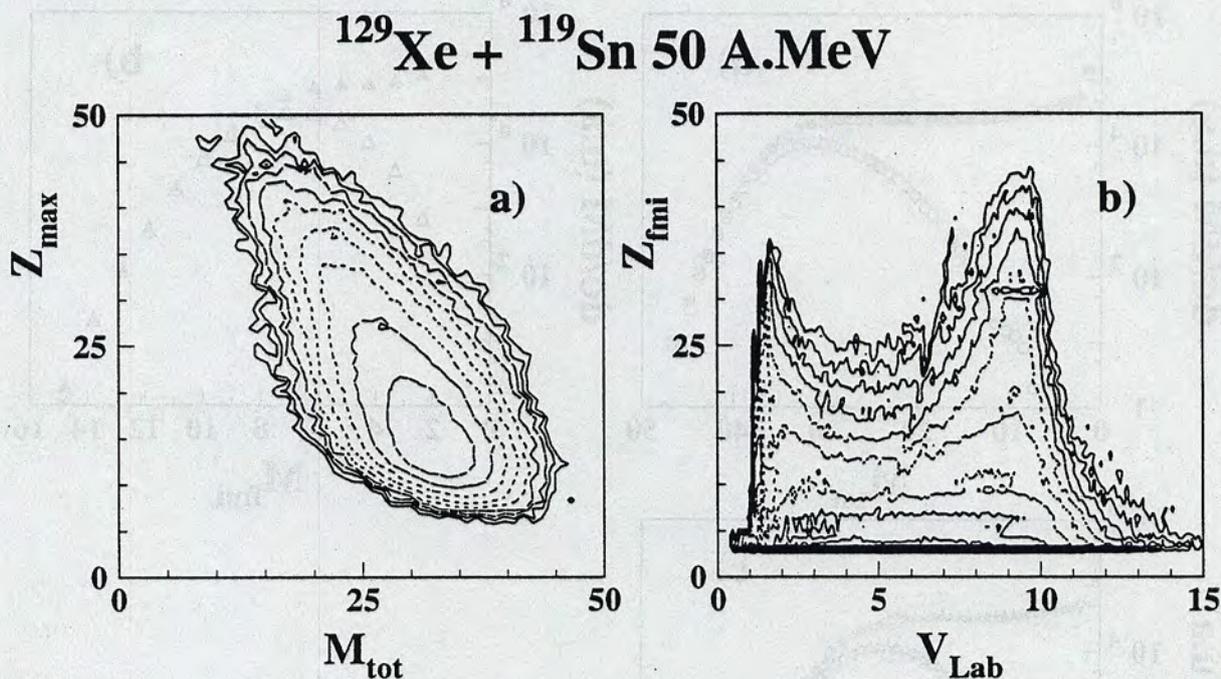


Figure 3.6 : a) Charge Z_{\max} du plus gros fragment détecté dans l'événement répondant aux critères de complétude, en fonction de la multiplicité totale M_{tot} . b) Charges des fragments de masse intermédiaire Z_{fmi} détectés dans les événements sélectionnés par les critères de complétude, en fonction de leurs vitesses dans le laboratoire V_{Lab}

La matrice 3.6 a) représente la charge Z_{\max} du plus gros fragment détecté en fonction de la multiplicité totale M_{tot} de chaque événement répondant aux critères de complétude. On constate le rejet des événements où ni le quasi-projectile ni la quasi-cible ne sont détectés ($M_{\text{tot}} < 20$ et $Z_{\max} \approx 4$, zone a de la matrice 3.5). Par les deux critères de complétude, sont exclus les événements où la perte d'information provoquée par le dispositif expérimental est la plus importante. On remarque également l'absence des événements associés aux collisions périphériques ($M_{\text{tot}} < 10$ et $Z_{\max} \approx 54$). Cette influence de la sélection peut être observée plus nettement encore sur la figure 3.6 b). Elle représente les charges de tous les fragments de masse intermédiaire Z_{fmi} détectés dans les événements sélectionnés, en fonction de leurs vitesses dans le laboratoire V_{Lab} . On note que les résidus lourds du quasi-projectile ont disparu ($Z_{\text{fmi}} \approx 54$ et $V_{\text{Lab}} \approx 9.82$ cm/ns, zone a de la matrice 3.1).

Cette disparition signe la réjection des réactions périphériques. Cependant, on constate la présence de fragments de charges élevées se déplaçant à des vitesses voisines de celles du projectile et de la cible. Cette allure montre qu'après la sélection, il subsiste encore une persistance de la voie d'entrée dans les événements sélectionnés.

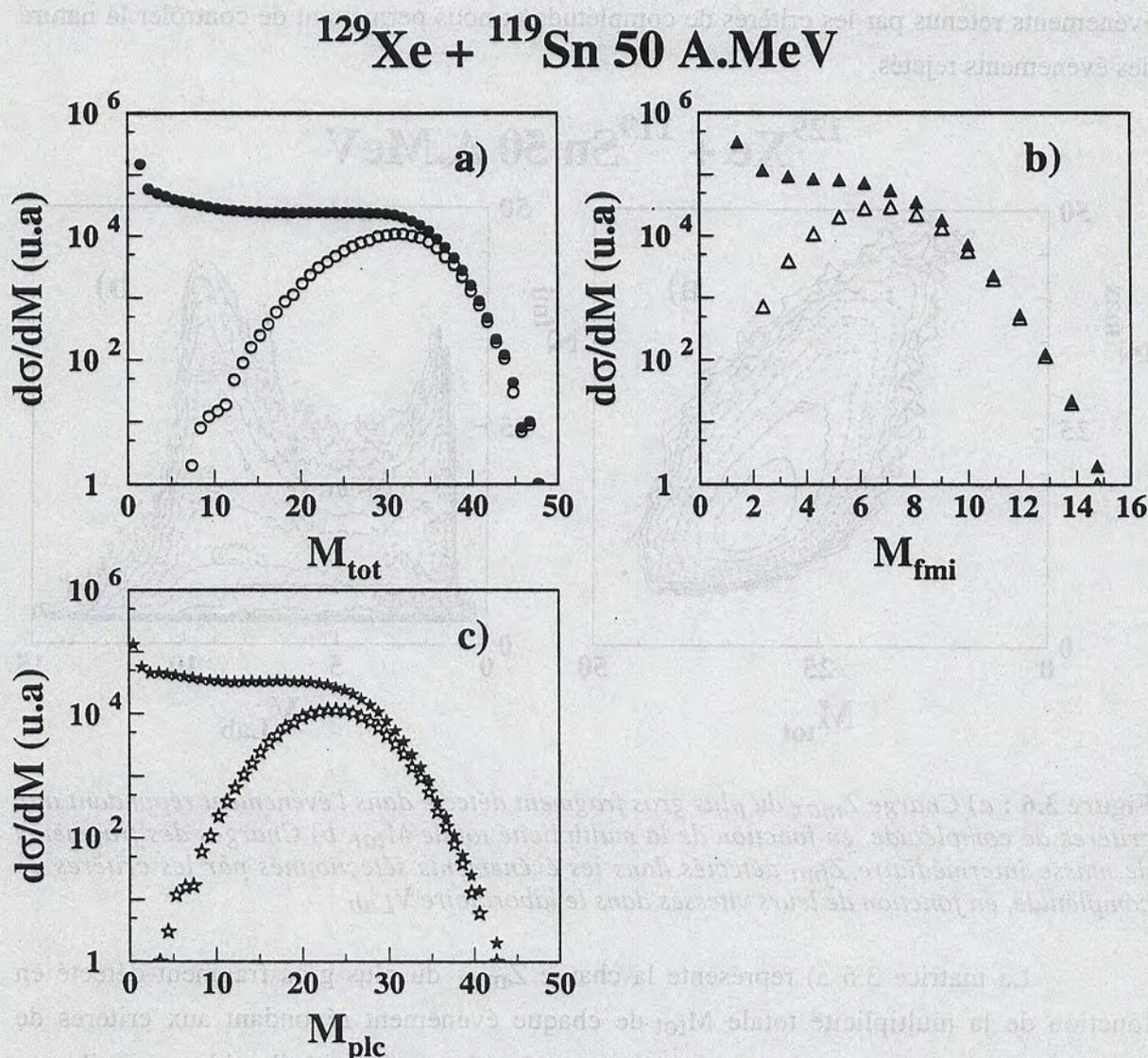


Figure 3.7 : a) Multiplicité totale M_{tot} . b) Multiplicité de fragments de masse intermédiaire M_{fmi} . c) Multiplicité de particules légères chargées M_{plc} , mesurées avant et après application des critères de complétude.

Les distributions de multiplicités mesurées avant et après sélection (figures 3.7) montrent que les multiplicités les plus faibles sont rejetées et que les multiplicités intermédiaires sont éliminées en grande partie. On constate également que les valeurs les plus extrêmes sont sélectionnées en quasi-totalité ($M_{tot} \geq 30$, $M_{plc} \geq 24$ et $M_{fmi} \geq 6$). L'application des deux critères de complétude définis sur la charge totale collectée et l'impulsion totale mesurée, a entraîné la réjection des réactions associées aux faibles

dissipations en énergie. Cependant, nous avons estimé que 42 % des événements de multiplicité totale supérieure à 30 ont également été exclus de la sélection. Les réactions très dissipatives représentent une contribution importante à ce pourcentage.

3.3.2 Estimation du paramètre d'impact.

A ce stade, il est intéressant d'évaluer la gamme de paramètre d'impact couverte pour les événements répondant aux critères de complétude. Pour cette estimation, nous nous basons sur la grandeur qui nous paraît la mieux adaptée, à savoir : l'énergie transverse totale des particules légères chargées (E_t avec $Z \leq 2$). Cette grandeur est calculée avec l'expression suivante :

$$E_t = \sum_i^{M_{plc}} E_i^{Lab} \sin^2 \theta_i$$

E_i^{Lab} désigne l'énergie cinétique de la particule i , mesurée dans le laboratoire. θ_i représente l'angle azimutal auquel elle est détectée. La somme est étendue à la multiplicité de particules légères chargées M_{plc} .

Même pour les événements mal collectés par INDRA, l'énergie transverse totale des particules légères donne une bonne mesure de la violence de la collision. En effet, l'efficacité de détection d'INDRA aux particules légères est très grande. Cette qualité demeure quelque soit la violence de la collision, tandis que la probabilité de perdre un fragment de masse intermédiaire est importante pour les collisions périphériques.

Les figures suivantes montrent les raisons qui nous font préférer cette variable globale à la multiplicité totale M_{tot} plus généralement employée pour cette estimation.

La figure 3.8 a) représente l'énergie transverse totale E_t en fonction de la multiplicité totale M_{tot} , pour l'ensemble des événements mesurés. On note une forte corrélation entre ces deux variables. Pour les valeurs de M_{tot} petites, l'énergie E_t est faible : ces événements correspondent aux collisions périphériques. L'énergie transverse croît ensuite linéairement avec la multiplicité totale pour atteindre une valeur voisine de 400 MeV quand M_{tot} est proche de 30. La multiplicité totale étant une bonne échelle en violence de collision, une augmentation de l'énergie transverse traduit donc une diminution du paramètre d'impact de la collision. Pour les valeurs de M_{tot} supérieures à 30, une faible variation de M_{tot} s'accompagne d'une forte variation de E_{tot} . Ceci tend à montrer que l'énergie transverse est une variable plus sensible que la multiplicité totale quand la réaction est très violente. Des valeurs de E_t supérieures à 600 MeV peuvent donc être associées aux collisions les plus violentes qui ne représentent qu'une très petite contribution à la section efficace totale de réaction (figure 3.8 b).

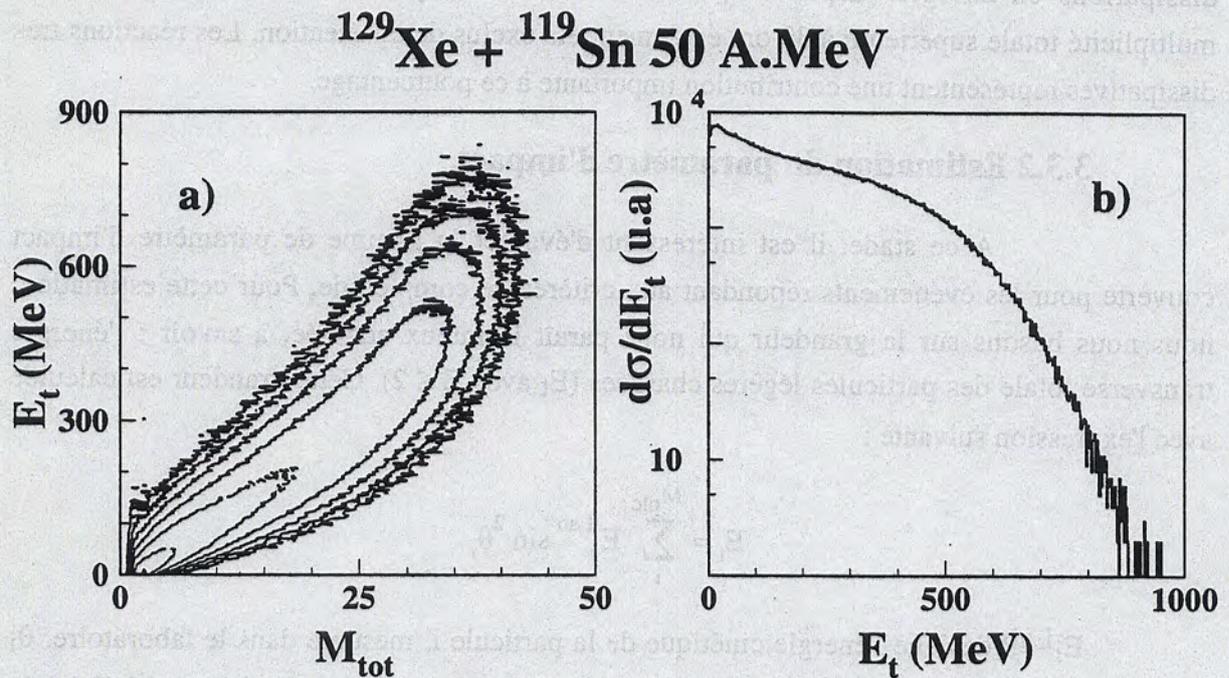


Figure 3.8 : Pour l'ensemble des événements mesurés : a) Energie transverse totale E_t en fonction de la multiplicité totale M_{tot} . b) Spectre de l'énergie transverse totale des particules légères chargées E_t .

Le paramètre d'impact réduit b_{red} est évalué à partir de l'expression suivante (BOW 92, PHA 93) :

$$b_{red} = \frac{b}{b_{max}} = \left[\int_{E_t(b)}^{\infty} dE_t P(E_t) \right]^{1/2}$$

b_{max} est le paramètre d'impact maximal de la réaction, il est évalué avec l'approximation géométrique et vaut : $b_{max}=12.2$ fm. $P(E_t)$ est la fonction de distribution de E_t obtenue pour la totalité des événements enregistrés avec un déclenchement en multiplicité $M_{dec} \geq 1$. Cette distribution non normalisée est présentée figure 3.9 a) en trait continu. Le spectre relatif aux événements satisfaisant les critères de complétude est symbolisé en pointillé. Les figures 3.9 a) et b), nous permettent de suivre la variation du paramètre d'impact réduit b_{red} en fonction de l'énergie transverse totale E_t .

Si nous prenons comme valeur minimale une énergie transverse totale de 250 MeV (valeur pour laquelle la statistique est encore significative), on déduit que l'ensemble des collisions sélectionnées par les critères de complétude couvre la gamme des paramètres d'impact inférieurs à 5 fm.

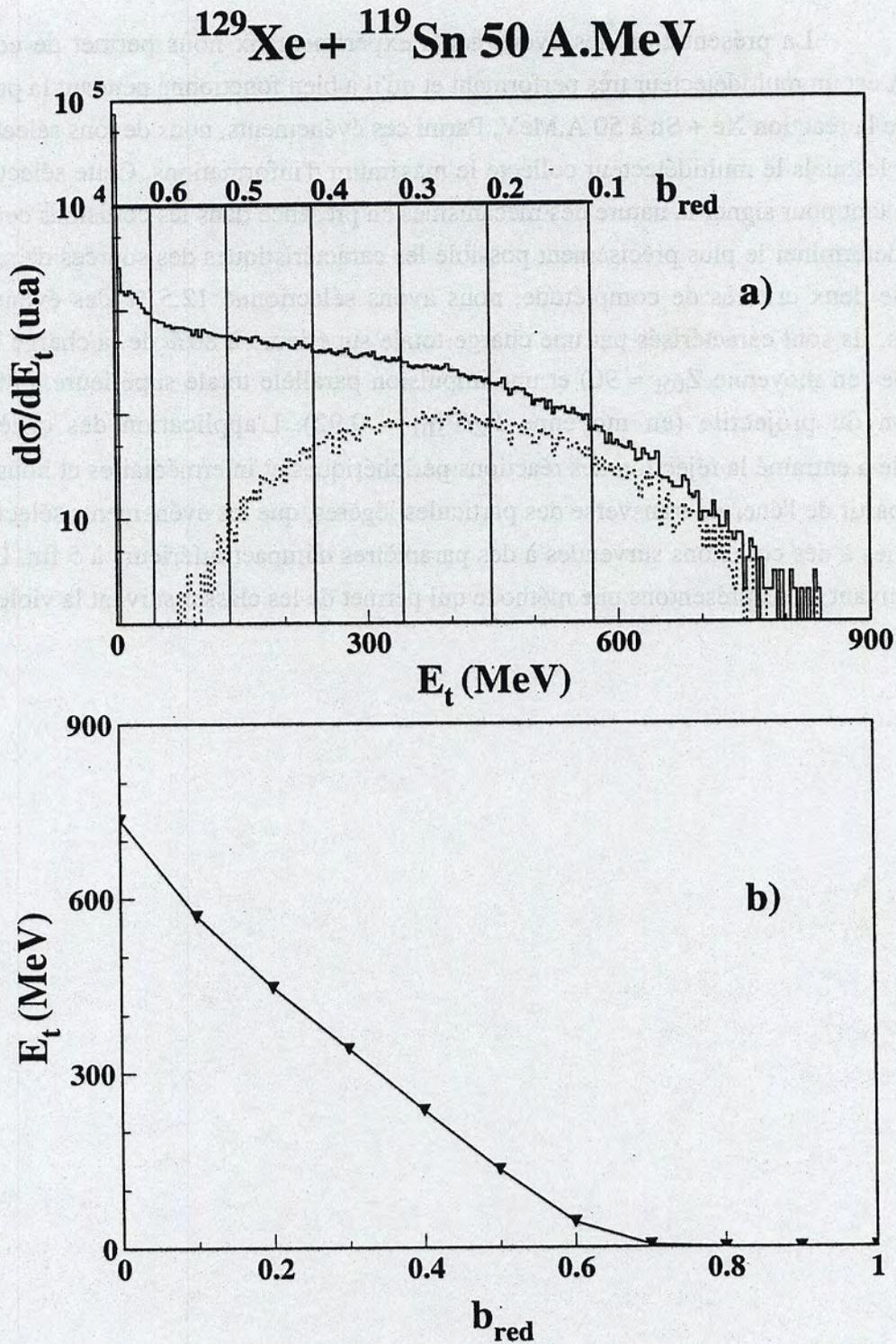
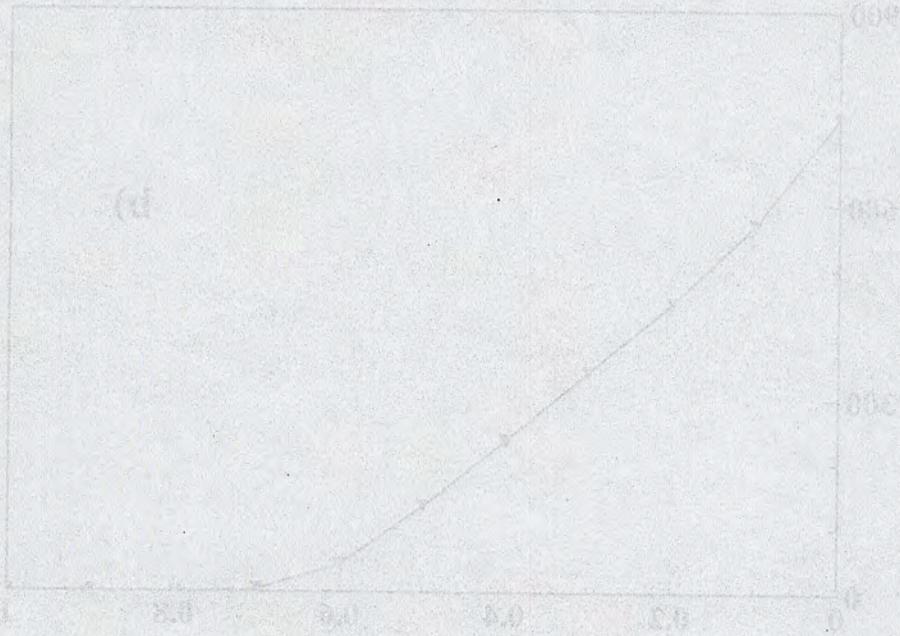


Figure 3.9 : a) Spectres de l'énergie transverse totale E_t de l'ensemble des événements enregistrés (trait continu) et des événements satisfaisant les critères de complétude (pointillé). b) Variation du paramètre d'impact réduit b_{red} en fonction de E_t .

3.4. Conclusion.

La présentation des événements expérimentaux nous permet de conclure qu'INDRA est un multidétecteur très performant et qu'il a bien fonctionné pendant la prise des données de la réaction Xe + Sn à 50 A.MeV. Parmi ces événements, nous devons sélectionner ceux pour lesquels le multidétecteur collecte le maximum d'informations. Cette sélection est nécessaire tant pour signer la nature des mécanismes en présence dans les collisions centrales, que pour déterminer le plus précisément possible les caractéristiques des sources d'émission. A l'aide de deux critères de complétude, nous avons sélectionné 12.5 % des événements enregistrés. Ils sont caractérisés par une charge totale supérieure à 80% de la charge initiale du système (en moyenne $Z_{tot} \approx 90$) et une impulsion parallèle totale supérieure à 80 % de l'impulsion du projectile (en moyenne $P_z/P_{ini} \approx 0.92$). L'application des critères de complétude a entraîné la réjection des réactions périphériques et intermédiaires et nous avons estimé, à partir de l'énergie transverse des particules légères, que les événements sélectionnés sont associés à des collisions survenues à des paramètres d'impact inférieurs à 5 fm. Dans le chapitre suivant, nous présentons une méthode qui permet de les classer suivant la violence de la collision.



CHAPITRE 4

CLASSEMENT DES COLLISIONS DISSIPATIVES A L'AIDE DE VARIABLES GLOBALES

Classement des collisions dissipatives à l'aide de variables globales.

A partir des distributions de multiplicités (figure 3.7) et des cartes $Z_{fmi}-V_{lab}$ (figure 3.6 b), de la réaction $Xe + Sn$ à 50 A.MeV, nous avons constaté que les événements sélectionnés couvraient une large gamme de dissipation. Comme l'objet de ce travail est l'étude des collisions les plus centrales, nous devons maintenant isoler ceux qui ont le plus perdu la mémoire de la voie d'entrée et par conséquent qui n'ont pas gardé la direction du faisceau comme axe privilégié d'émission des particules.

Pour classer les événements bien mesurés, nous disposons d'un large éventail de variables globales. En effet, ces dernières années ont vu se développer une intense activité autour d'une large panoplie de multidétecteurs installés auprès de différents accélérateurs : les multidétecteurs NAUTILUS (MUR (BIZ 88), TONNEAU (PEG 90), DELF (BOU 87), XYZT (RUD 91)) à GANIL ; AMPHORA (DRA 89) à SARA ; ALADIN (LYN 89) et FOPI (GOB 83) à GSI ; MINIBALL (SOU 90) à MSU.... La quantité, la richesse et la complexité des informations à traiter ont conduit les expérimentateurs à imaginer des techniques d'analyse et des variables globales les plus robustes possibles, c'est à dire les moins distordues par l'appareillage expérimental. Ainsi, parmi les différentes variables utilisées, on peut citer par exemple : le Z_{bound} (HUB 91) pour la physique du spectateur à haute énergie incidente ; la Directivité (ALA 92) pour la physique de la zone participante à haute énergie incidente ; le Thrust (MJA 87) pour l'étude des collisions binaires aux énergies intermédiaires dans les réactions $Xe + Au$, $Xe + Ag$ (MES 95) ; la variable Y_3 (BOU 89) pour l'extraction des collisions centrales. De plus, des comparaisons critiques du pouvoir discriminant de différentes variables ont été effectuées (PET 90, PHA 93 et PHA 92) et ont conduit à conclure que certaines variables peuvent perdre de leur puissance suivant le domaine d'énergie considéré. C'est de ce précieux apport dont bénéficie la collaboration INDRA. Par exemple, la méthode du Thrust a été appliquée aux réactions $Ar + KCl$ de 32 à 74 A.MeV et $Xe + Sn$ de 25 à 50 A.MeV (MET 95).

Pour ce travail, et afin d'orienter notre choix, nous devons minimiser l'influence de la variable de classement sur les grandeurs physiques que nous voulons extraire de l'analyse, et notamment exclure les autocorrélations. Rappelons que nous souhaitons isoler la source d'émission formée dans les collisions centrales de la réaction quasi symétrique $Xe + Sn$ à 50A.MeV, étudier la nature de son mode de désintégration et chercher un éventuel effet de compression. Ce cadre exige en particulier de reconstituer la taille et l'énergie d'excitation de la source. En conséquence, il apparaît évident que certaines variables de classement peuvent être rejetées. Par exemple, puisque le système étudié est quasi symétrique, l'énergie

d'excitation de la source formée dans les collisions centrales n'est accessible qu'en utilisant la méthode de calorimétrie (CUS 93). En effet, la méthode du transfert massif est difficilement applicable à un système symétrique. La calorimétrie nécessite d'isoler les particules et fragments provenant de la source émettrice et par conséquent la multiplicité totale de l'événement ne peut servir de variable de classement. De même, on ne peut choisir la variable Z_{mid} (somme des charges ayant des vitesses intermédiaires, OGI 89) comme échelle de violence puisque l'on veut extraire cette taille de l'analyse. Une sélection suivant l'énergie transverse (RIT 88) ne permet plus d'exploiter sans ambiguïté certaines grandeurs mesurées à 90° dans le centre de masse, qui peuvent renseigner sur la présence d'effets de compression. La variable Thrust a été appliquée à la réaction $Xe + Sn$ à 50 A.MeV (MET 95) et a montré sa puissance pour une grande majorité d'événements, notamment pour la reconstitution des deux partenaires dans les collisions de type binaire. Cependant cette variable présente également des limites : elle ne distingue pas clairement les événements associés à la désexcitation de deux sources ayant une faible vitesse relative de ceux provenant d'une source unique. Dans ces conditions, nous n'avons pas voulu sélectionner les collisions les plus centrales à l'aide du Thrust puisque cela aurait impliqué de choisir arbitrairement une valeur en dessous de laquelle cette grandeur est considérée comme inopérante. Nous avons préféré choisir une variable adaptée à l'ensemble des événements satisfaisant les critères de complétude. Puisque nous cherchons à isoler les événements qui ont le plus perdu la mémoire de la voie d'entrée, nous pourrions utiliser des variables mesurant la forme ou le degré d'isotropie des événements comme par exemple le rapport d'isotropie, la sphéricité et la coplanarité. Cependant ces variables dépendent fortement du nombre fini de particules détectées dans l'événement et il est difficile de définir les coupures à effectuer dans le plan construit par les deux dernières observables. Nous verrons par la suite qu'un classement en fonction du rapport d'isotropie n'est pas discriminant, du moins en ce qui concerne les réactions que l'on souhaite étudier. De nombreuses autres possibilités de classement pourraient être citées. Nous nous sommes limités à ces quelques exemples qui illustrent la difficulté du choix auquel nous sommes confronté et les variables que nous avons écartées.

Finalement, nous avons opté pour une observable employée en Physique des Particules. Il s'agit du moment de Fox et Wolfram d'ordre deux (FOX 78). Cette variable globale est construite avec les caractéristiques cinématiques des fragments et nous verrons à l'aide d'autres observables qu'elle est bien adaptée à notre problématique. Ce sont les résultats de cette analyse que nous présentons dans ce chapitre.

4.1. Moments de Fox et Wolfram.

Le moment de Fox et Wolfram d'ordre deux est calculé événement par événement et il est défini par :

$$H(2) = \frac{1}{H(0)} \sum_{i,j}^{M_{fmi}} |\vec{P}_i| |\vec{P}_j| \frac{(3 \cos^2 \theta_{ij} - 1)}{2}$$

$$\text{avec } H(0) = \sum_{i,j}^{M_{fmi}} |\vec{P}_i| |\vec{P}_j|$$

La somme est étendue à tous les fragments de masse intermédiaire Z_{fmi} . P_i et P_j désignent les modules des vecteurs impulsion des fragments i et j ; ils sont calculés dans le référentiel du centre de masse de la réaction. Nous expliquerons ce choix dans le paragraphe 4.2.2. θ_{ij} est l'angle relatif entre les deux fragments ; il est défini par les deux vecteurs vitesses calculés dans le centre de masse de la réaction.

Cette variable $H(2)$ donne une mesure de la forme de l'événement : elle permet de discriminer les événements dans lesquels les particules sont distribuées isotropiquement de ceux formés par plusieurs jets. Dans les cas idéaux, un événement à deux jets donne une valeur typique de $H(2)$ égale à 1 tandis qu'une émission isotrope conduit à une valeur de $H(2)$ égale à 0.

4.2. Résultats.

4.2.1 Distributions du $H(2)$.

Nous avons calculé la valeur de $H(2)$ pour l'ensemble des événements et pour ceux satisfaisant les critères de complétude définis paragraphe 3.3. Les distributions obtenues avant (après) sélection sont présentées sur la figure 4.1 a) en trait continu (en pointillé respectivement). On constate que l'application des critères de complétude a entraîné la réjection d'événements localisés dans le pic centré sur une valeur de $H(2)$ égale à 1 ou donnant des valeurs de $H(2)$ proches de 1. Pour les collisions périphériques, la non détection de la quasi-cible et/ou des fragments qu'elle évapore n'a pas changé (ou amplifié) la forme allongée de l'événement qui reste caractérisé par une valeur de $H(2)$ proche ou égale à 1. Les critères de complétude les ont éliminés. Ont également été rejetés, ceux qui paraissaient sphériques et donnaient des valeurs de $H(2)$ petites du fait de la non détection du projectile et de la cible. On note que les événements de forme très compacte sont conservés en grande partie.

La distribution de $H(2)$ obtenue avec les événements satisfaisant les critères de complétude est très large : elle s'étale entre 0 et 1. Pour les moments de Fox et Wolfram d'ordres supérieurs, nous avons constaté que tous les événements se regroupaient dans des distributions étroites. Par conséquent, pour effectuer un classement des événements bien mesurés, nous n'avons pas considéré ces ordres supérieurs qui conduisent à une dynamique insuffisante.

On peut se demander quel est l'effet de la taille minimale considérée sur les valeurs du moment d'ordre deux et par conséquent sur la sélection des événements centraux que l'on désire étudier. Pour répondre à cette question, nous avons reporté sur la figure 4.1 b) les distributions de $H(2)$ calculées de 2 manières : l'une avec les fragments de charge supérieure ou égale à 3 (trait continu) et l'autre avec les fragments de charge minimale 8 (pointillé). On constate que les deux distributions présentent des allures différentes : dans le cas d'une charge minimale de 8, les petites valeurs de $H(2)$ sont beaucoup moins peuplées au profit des grandes valeurs de $H(2)$ proches de 1. En fait, pour l'ensemble des événements considérés, la multiplicité moyenne de fragments de charge $Z \geq 8$ est comprise entre 2 et 3 (figure 4.5). Par conséquent, le même événement peut être classé compact ou allongé selon la limite en charge des fragments choisie. Ce changement affecte principalement les événements comprenant un nombre élevé de petits fragments. Il est donc important de prendre l'ensemble des fragments ($Z \geq 3$) pour calculer le moment d'ordre 2 et isoler les collisions centrales caractérisées par une production abondante de petits fragments.

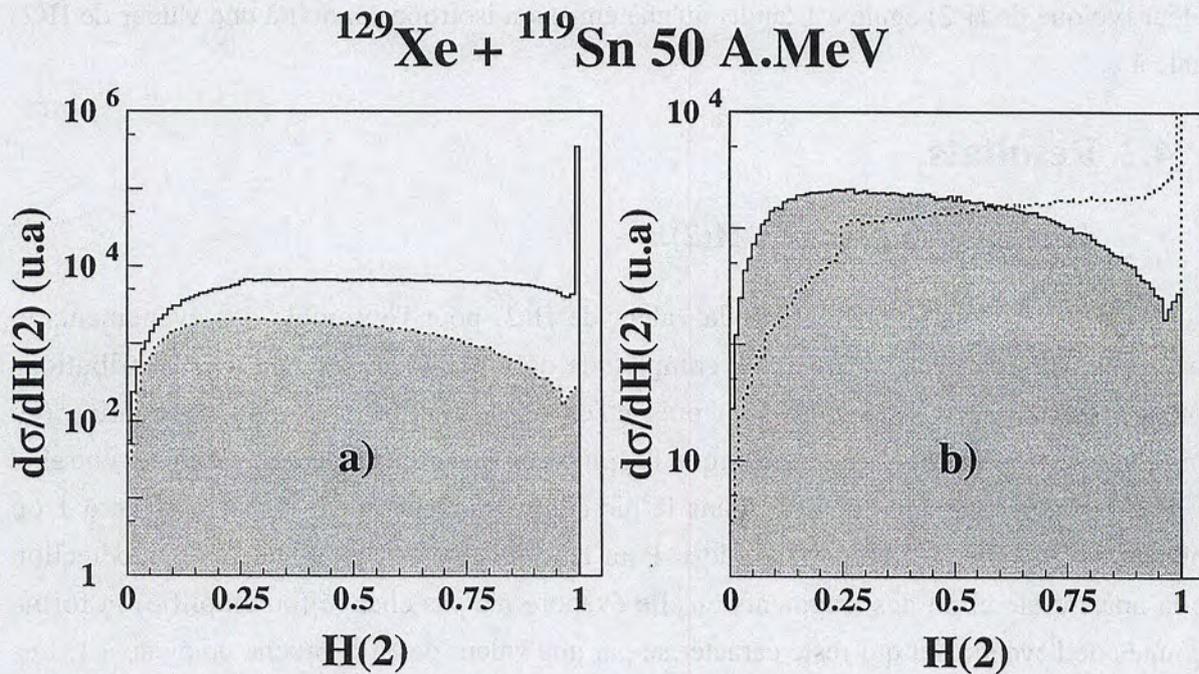


Figure 4.1 : a) Distributions de $H(2)$ obtenues pour l'ensemble des événements (trait continu) et pour ceux satisfaisant les critères de complétude (pointillé). b) Distributions de $H(2)$ calculées avec les fragments de charge supérieure ou égale à 3 (trait continu) et les fragments de charge minimale 8 (pointillé).

Pour classer les événements satisfaisant les critères de complétude, nous avons découpé arbitrairement la distribution de $H(2)$ en 10 tranches de largeur égale que nous symbolisons de la manière suivante :

H^i désigne l'ensemble des événements qui donnent une valeur de $H(2)$ telle que :

$$(i - 1) * 0.1 \leq H(2) \leq i * 0.1.$$

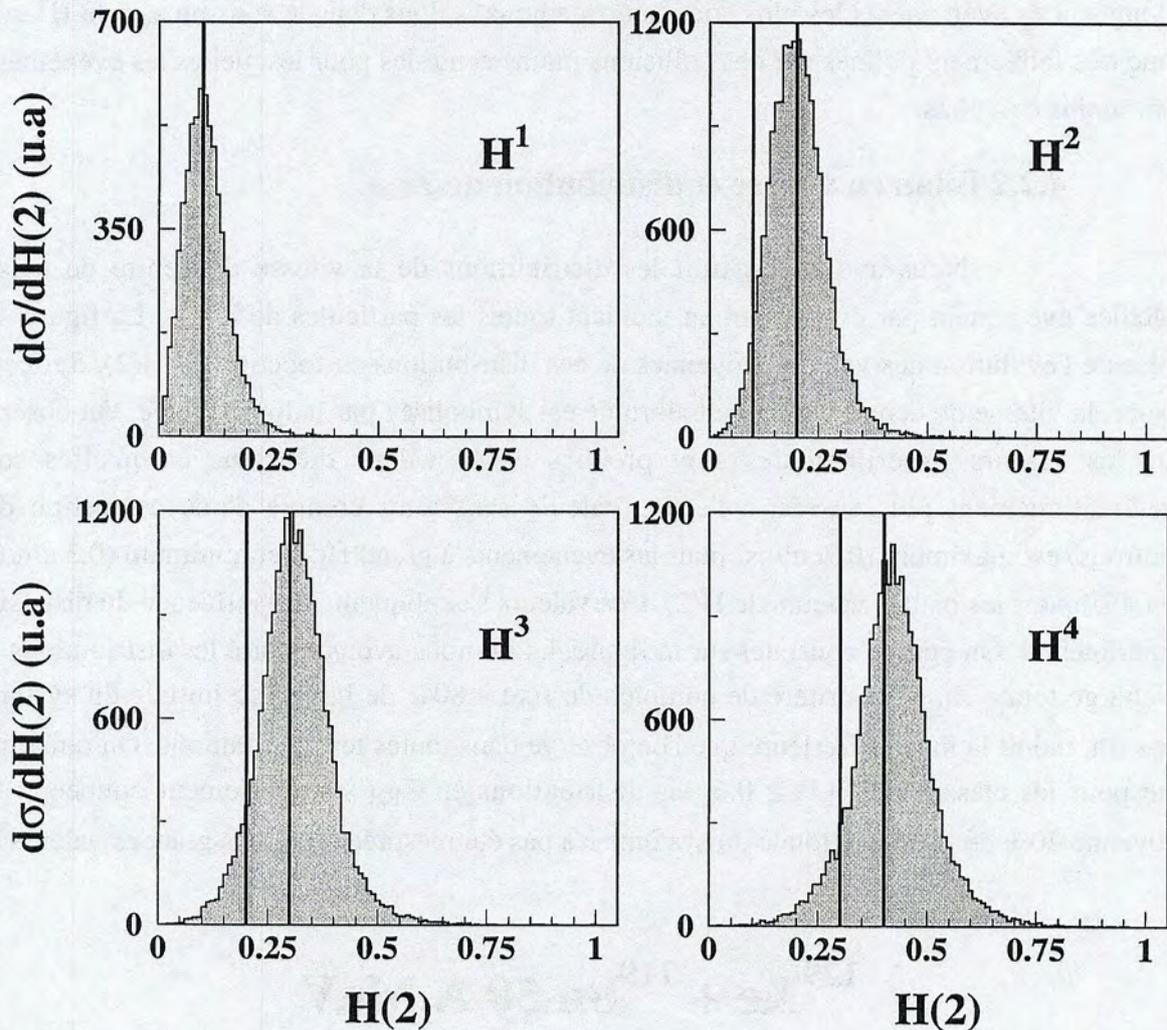
$^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn} \text{ 50 A.MeV}$


Figure 4.2 : Distributions de $H(2)$ obtenues après retrait dans chaque événement du fragment de plus faible vitesse dans le laboratoire. Les lignes verticales symbolisent le domaine de variation initial du moment d'ordre 2.

A ce niveau, on peut également s'interroger sur l'influence du dispositif expérimental sur le classement des collisions en fonction du $H(2)$. En effet, les événements sélectionnés sont caractérisés par une charge totale moyenne de 90. La non détection de quelques charges nous fait-elle ranger certains événements moins bien collectés dans une classe correspondant à une forme plus sphérique qu'elle ne l'est en réalité et par conséquent, les collisions les plus centrales caractérisées par des petites valeurs de $H(2)$ sont-elles contaminées par d'autres événements ? La probabilité de perdre un fragment peu énergétique étant la plus élevée, nous avons retiré de chaque événement le fragment de plus faible vitesse dans le laboratoire et nous avons calculé la nouvelle valeur du $H(2)$. La figure 4.2 montre les distributions obtenues après retrait. Les lignes verticales symbolisent le domaine de variation initial du moment d'ordre 2. On constate que les distributions sont décalées vers de plus grandes valeurs de $H(2)$. Nous avons vérifié que nous observions ce même décalage pour les

autres gammes de $H(2)$. Une détection incomplète des fragments produits range les événements dans des classes supérieures à leur classe initiale et les fait donc paraître plus allongés. Les événements les plus compacts que nous isolons dans le sous-ensemble H^1 sont donc très faiblement pollués par des collisions moins centrales pour lesquelles les événements sont moins complets.

4.2.2 Bilan en vitesse et distribution de Z_{tot} .

Nous avons construit les distributions de la vitesse du centre de masse calculée événement par événement en incluant toutes les particules de $Z \geq 1$. La figure 4.3 présente l'évolution des valeurs moyennes de ces distributions en fonction du $H(2)$. Sur cette figure, la vitesse du centre de masse théorique est symbolisée par la ligne tiretée. On observe que les valeurs expérimentales sont proches de la valeur théorique et qu'elles sont systématiquement plus élevées : l'écart (calculé sans tenir compte d'une correction des neutrons) est maximum (0.7 cm/ns) pour les événements à grand $H(2)$ et minimum (0.3 cm/ns, soit 4%) pour les petites valeurs de $H(2)$. Ces valeurs s'expliquent par l'influence du dispositif expérimental. On peut le constater sur la figure 4.4 où nous avons reporté les distributions de la charge totale Z_{tot} . Le critère de complétude fixé à 80% de la charge initiale du système $Xe + Sn$, induit la limite inférieure que l'on observe dans toutes les distributions. On remarque que pour les classes de $H(2) \geq 0.6$, les distributions en Z_{tot} sont fortement coupées : en moyenne 20% de la charge totale du système n'a pas été mesurée. Pour ces grandes valeurs de

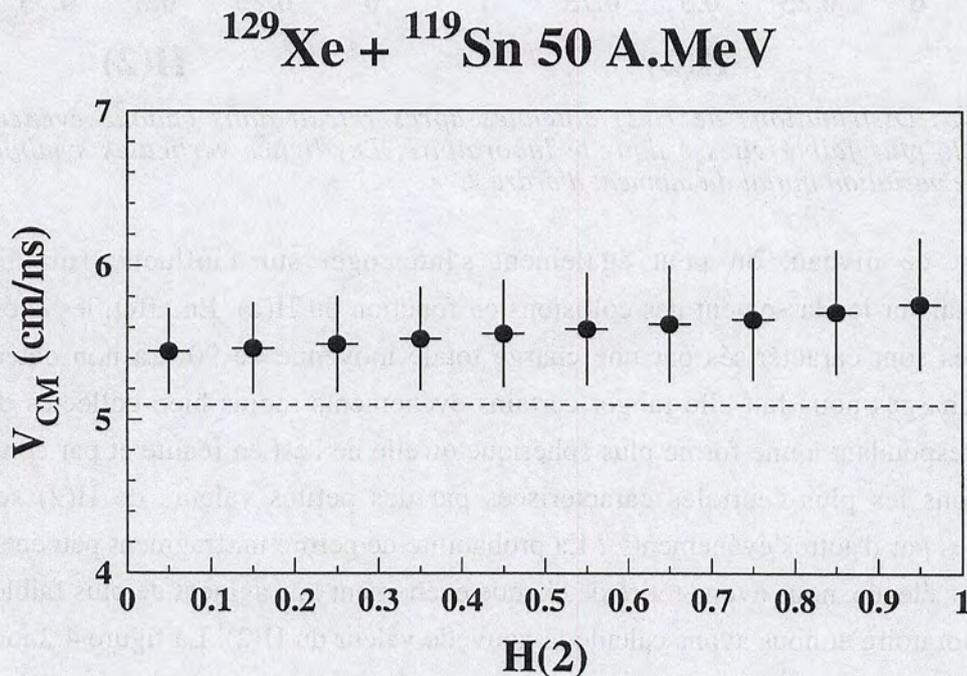


Figure 4.3 : Evolution en fonction du $H(2)$, des valeurs moyennes des distributions de la vitesse du centre de masse calculée événement par événement en incluant toutes les particules de $Z \geq 1$.

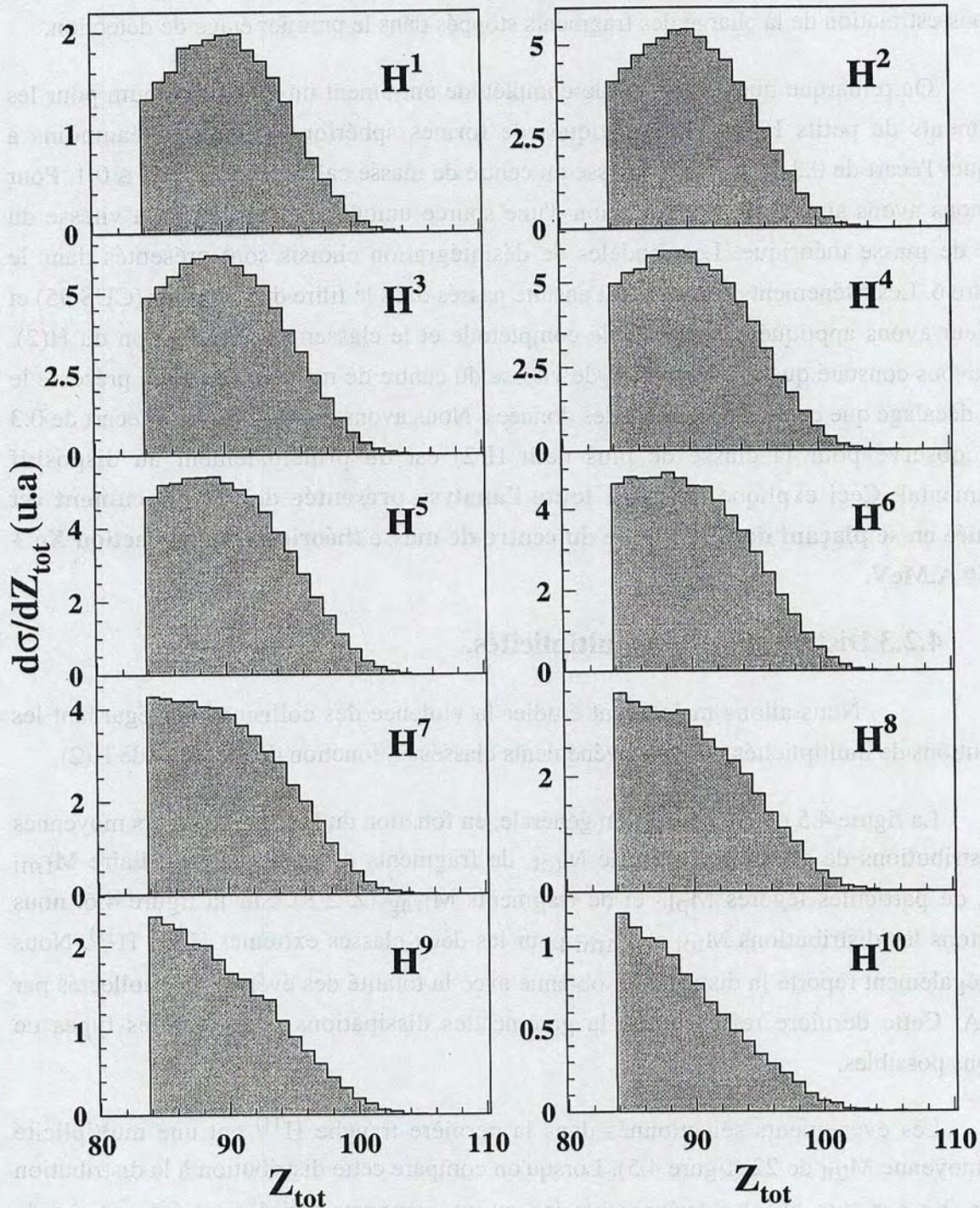
$^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn} \text{ 50 A.MeV}$


Figure 4.4 : Distributions de la charge totale Z_{tot} en fonction du $H(2)$.

$H(2)$ qui caractérisent des collisions ayant gardé un caractère binaire, le défaut de charge s'explique en partie par la perte des fragments lents de la quasi-cible et bien sûr en partie par la perte de particules légères produites lors de la collision. Ces pertes peuvent expliquer l'écart de 0.7 cm/ns observé dans la distribution de vitesses des événements à grands $H(2)$. Par contre, pour les classes de $H(2) \leq 0.4$, les distributions de charge totale Z_{tot} présentent un

maximum autour de 90. La charge manquante est due, soit à la perte effective de fragments et/ou de particules dans les parois, le porte-cible, le trou laissé au passage du faisceau, soit à une sous-estimation de la charge des fragments stoppés dans le premier étage de détection.

On remarque que les critères de complétude entraînent un biais minimum pour les événements de petits $H(2)$ caractéristiques de formes sphériques. Il reste néanmoins à expliquer l'écart de 0.3 cm/ns de la vitesse du centre de masse calculée pour $H(2) \leq 0.1$. Pour cela, nous avons simulé la désintégration d'une source unique se déplaçant à la vitesse du centre de masse théorique. Les modèles de désintégration choisis sont présentés dans le Chapitre 6. Les événements générés sont ensuite passés dans le filtre du détecteur (CUS 95) et nous leur avons appliqué les critères de complétude et le classement en fonction du $H(2)$. Nous avons constaté que la distribution de vitesse du centre de masse reconstitué présente le même décalage que celui observé dans les données. Nous avons donc déduit que l'écart de 0.3 cm/ns observé pour la classe de plus petit $H(2)$ est dû principalement au dispositif expérimental. Ceci explique pourquoi **toute l'analyse présentée dans ce document est effectuée en se plaçant dans le repère du centre de masse théorique de la réaction $Xe + Sn$ à 50 A.MeV.**

4.2.3 Distributions de multiplicités.

Nous allons maintenant étudier la violence des collisions en regardant les distributions de multiplicités pour les événements classés en fonction de la valeur de $H(2)$.

La figure 4.5 donne l'évolution générale, en fonction du $H(2)$, des valeurs moyennes des distributions de multiplicités totale M_{tot} , de fragments de masse intermédiaire M_{fmi} ($Z \geq 3$), de particules légères M_{plc} et de fragments M_{frag} ($Z \geq 8$). Sur la figure 4.6, nous présentons les distributions M_{tot} et M_{fmi} pour les deux classes extrêmes H^1 et H^{10} . Nous avons également reporté la distribution obtenue avec la totalité des événements collectés par INDRA. Cette dernière reflète toute la gamme des dissipations pour tous les types de réactions possibles.

Les événements sélectionnés dans la dernière tranche H^{10} ont une multiplicité totale moyenne M_{tot} de 22 (figure 4.5). Lorsqu'on compare cette distribution à la distribution globale, on constate que les événements les moins compacts satisfaisant les critères de complétude correspondent à des collisions moyennement périphériques caractérisées par un dépôt d'énergie déjà élevé (figure 4.6). La multiplicité moyenne de fragments de masse intermédiaire M_{fmi} est de 3 et le nombre moyen de fragments M_{frag} est de 2 (figure 4.5) ; ce qui correspond aux résidus du quasi-projectile et de la quasi-cible et à un fragment léger évaporé en moyenne. A mesure que le $H(2)$ diminue, on observe un déplacement significatif des distributions et un accroissement du nombre moyen de particules produites : M_{tot} , M_{fmi} et M_{plc} augmentent (figure 4.5). Par contre, la multiplicité moyenne de fragments M_{frag}

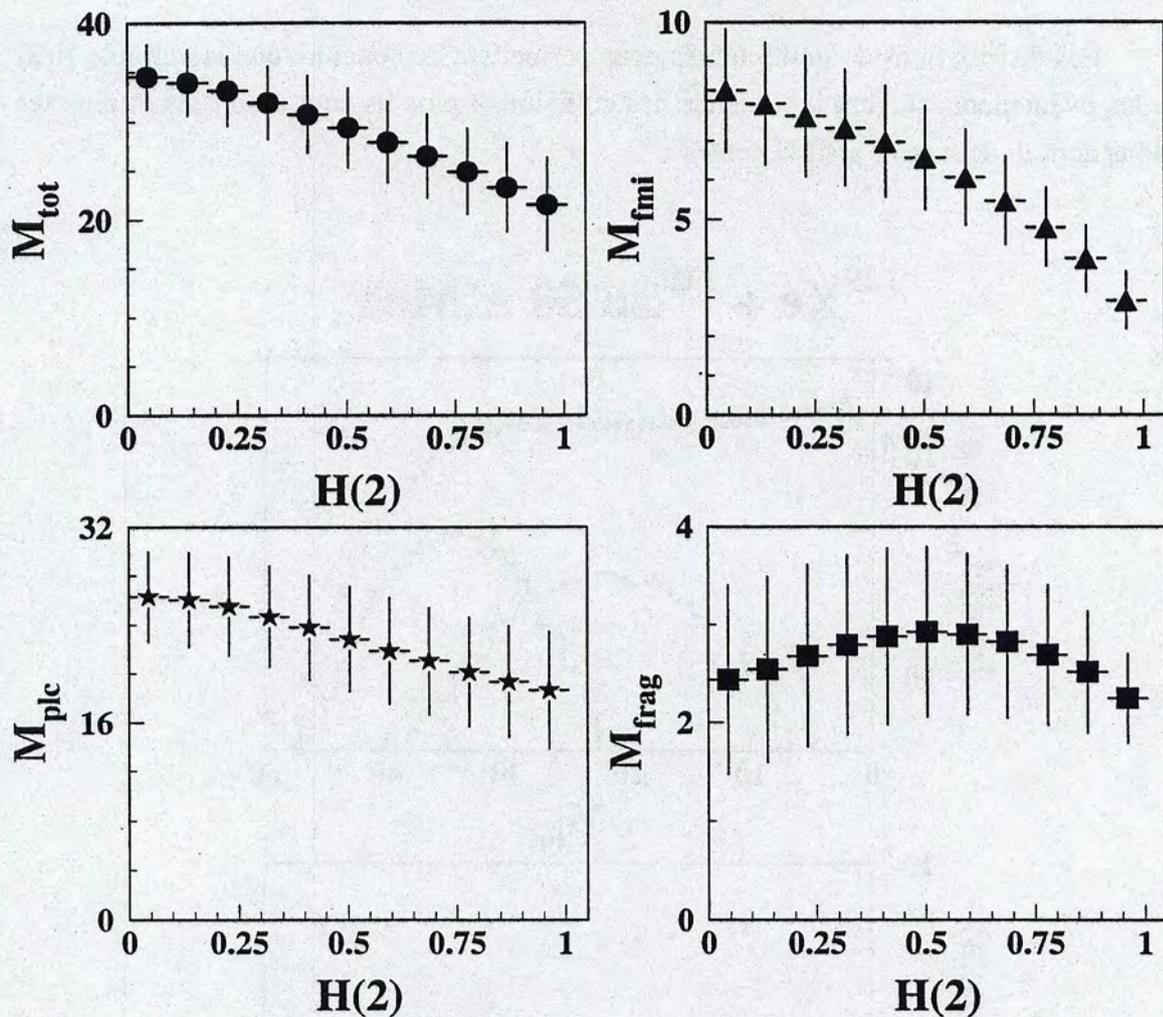
$^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn} \text{ 50 A.MeV}$


Figure 4.5 : Evolution générale, en fonction du $H(2)$, des valeurs moyennes des distributions de multiplicités totale M_{tot} (cercles), de fragments de masse intermédiaire M_{fmI} ($Z \geq 3$, triangles), de particules légères M_{plc} (étoiles) et de fragments M_{frag} ($Z \geq 8$, carrés).

commence par augmenter puis elle diminue (figure 4.5) : quand le dépôt en énergie est plus important, les deux partenaires de la réaction évaporent des fragments de tailles supérieures ou multifragmentent (M_{frag} croît). Lorsque l'énergie dissipée est plus élevée, les fragments sont produits chauds et leur désexcitation entraîne la diminution de leur charge (M_{frag} décroît). Enfin, pour la tranche H^1 , en moyenne 8 fragments de masse intermédiaire sont produits et certaines collisions atteignent des valeurs de multiplicité plus élevées encore : jusqu'à 14 ! (figures 4.6). La multiplicité totale moyenne M_{tot} est de 35 et la multiplicité moyenne de particules M_{plc} est de 26 (figure 4.5). Comparées aux distributions initiales (figure 4.6), ces valeurs extrêmes montrent que dans ces réactions, de très grandes quantités d'énergies sont dissipées. De plus, cette production abondante de particules et fragments

indique que ces événements sont de bons candidats pour l'observation du phénomène de multifragmentation.

Les distributions de multiplicités nous permettent de conclure que la variable $H(2)$ classe les événements suivant la violence des collisions : plus ils sont compacts et plus les collisions dont ils sont issus sont violentes.

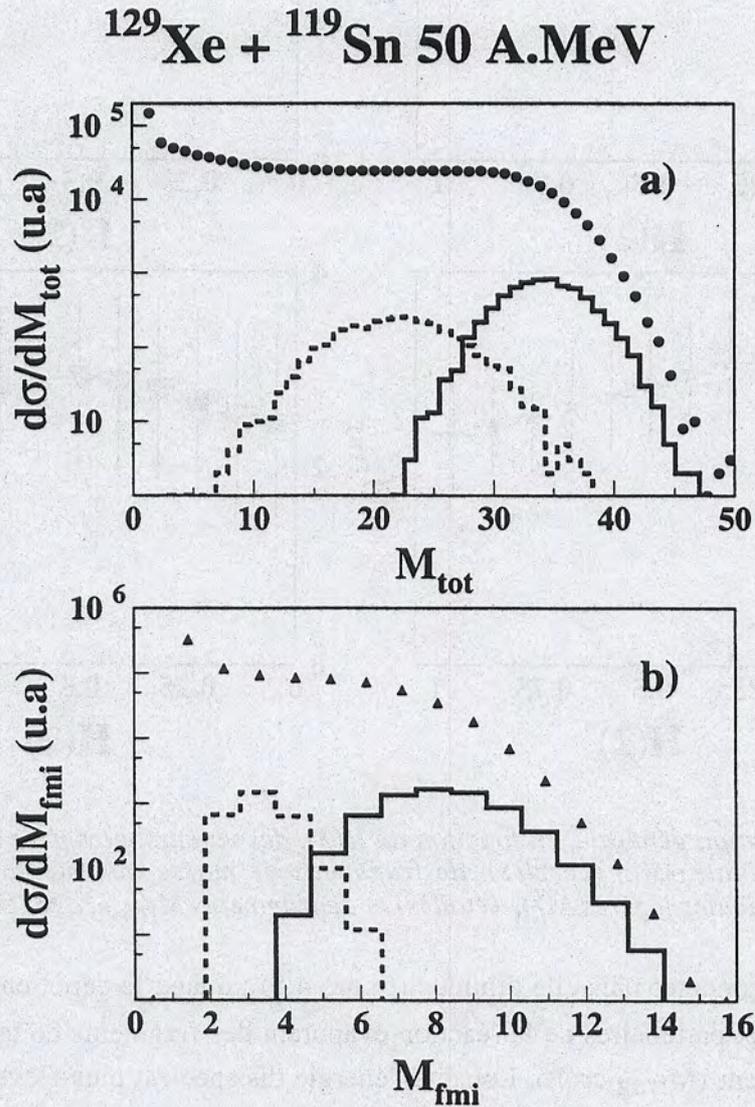


Figure 4.6 : Distributions de multiplicité totale M_{tot} et de multiplicité de fragments de masse intermédiaire M_{fmi} des classes H^1 et H^{10} (trait continu et pointillé, respectivement) et de l'ensemble des événements collectés par INDRA (cercles et triangles, respectivement).

4.2.4 Corrélation charge - vitesse.

La figure 4.7 présente, pour les 10 classes en $H(2)$, la charge de tous les fragments de masse intermédiaire Z_{fmi} en fonction de leur vitesse parallèle dans le centre de masse du système $\text{Xe} + \text{Sn}$ à 50 A.MeV. Dans la catégorie H^{10} associée aux événements les

plus étirés, on retrouve clairement les deux partenaires principaux de la réaction : le résidu du quasi-projectile de charge moyenne 35 se déplaçant à une vitesse voisine de 4 cm/ns et le résidu de la quasi-cible de taille moyenne 22 et ayant une vitesse proche de -4 cm/ns. Il faut rappeler que la charge attribuée à la quasi-cible est une charge minimale (son identification n'a pu être précise du fait de son arrêt dans le premier étage de détection). L'image est quasi symétrique par rapport au centre de masse de la réaction. On observe ensuite une évolution continue de cette figure à mesure que l'on sélectionne à l'aide du $H(2)$ des événements de plus en plus compacts. Les tailles et les vitesses des résidus des deux partenaires diminuent et les deux zones de population sont clairement observables pour les événements ayant une valeur de $H(2)$ supérieure à 0.3. Cependant, la zone des vitesses intermédiaires se comble de plus en plus : le nombre de fragments se déplaçant à une vitesse proche de celle du centre de masse augmente et, simultanément, leur charge atteint une valeur plus élevée. Ces distributions montrent à l'évidence la persistance d'un mécanisme conduisant à la formation de deux corps principaux en voie de sortie. C'est cette observation qui a justifié l'analyse en Thrust développée dans la référence MET 95. Dans cette référence, la zone de peuplement des vitesses intermédiaires est interprétée comme la fission dynamique de l'un des partenaires de la collision. Néanmoins, cette interprétation n'est pas la seule possible et d'autres phénomènes (col, source intermédiaire) pourraient expliquer ce domaine des vitesses intermédiaires (LEC 95 et BOU 95). Finalement, dans les catégories H^1 et H^2 associées aux événements les plus sphériques et comme nous l'avons vu précédemment aux collisions les plus violentes, les distributions sont triangulaires : au voisinage de la vitesse de la cible ou du projectile l'extension en taille est réduite et les fragments les plus lourds sont localisés autour de la vitesse du centre de masse de la réaction.

Pour la réaction $Xe + Sn$ à 50 A.MeV, le moment de Fox et Wolfram d'ordre 2 est donc une variable qui permet de sélectionner les événements qui ont le plus perdu la mémoire de l'axe privilégié de la voie d'entrée donné par la direction du faisceau. Ceci se voit aussi clairement dans les distributions de charge présentées figure 4.8.

Pour les événements sélectionnés dans les classes H^{10} et H^1 , nous avons représenté sur la figure 4.8 les distributions de charge des particules détectées dans les domaines angulaires compris entre $0^\circ - 40^\circ$ (tirés) et $140^\circ - 180^\circ$ (pointillé) dans le repère du centre de masse. La distribution de charge des produits émis dans tout l'espace est symbolisée en trait continu. Pour la classe H^{10} , la distribution de l'hémisphère avant a une forme marquée en "U": on constate qu'il y a beaucoup de particules légères, peu de fragments légers et les résidus lourds ont une charge moyenne de 40. Cette allure est caractéristique des processus dans lesquels le projectile se désexcite en émettant principalement des particules et quelques fragments légers. En ce qui concerne la détection dans l'hémisphère arrière, la distribution a une forme en "U" moins marquée et les résidus lourds ont une taille moyenne de 22. Le système étant quasi symétrique, on devrait observer des distributions semblables.

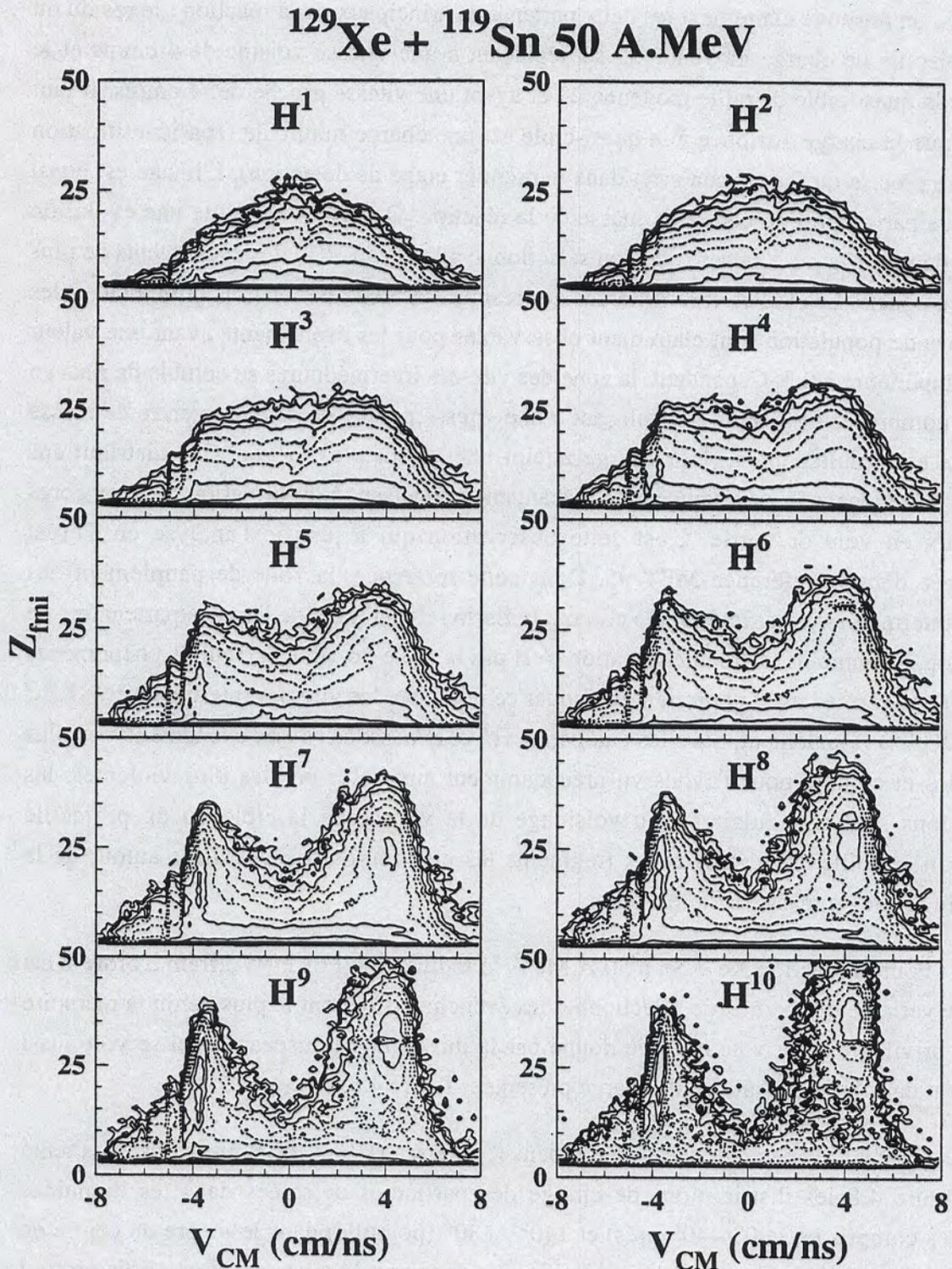


Figure 4.7 : Pour les 10 classes en $H(2)$, charges des fragments de masse intermédiaire Z_{fmi} en fonction de leurs vitesses parallèles dans le centre de masse du système $\text{Xe} + \text{Sn}$ à 50 A.MeV.

La différence de forme est provoquée par le fait suivant : l'identification de la quasi-cible avec une charge minimale augmente artificiellement le nombre de fragments de tailles moyennes au détriment des gros résidus. La superposition des composantes cible et projectile fait que la distribution obtenue sur tout le domaine angulaire a une forme en "U" peu

marquée. Pour les événements de la tranche H^1 , les distributions de charges présentent la même allure quelque soit le domaine angulaire considéré et on constate l'absence de résidus lourds à l'arrière et à l'avant du centre de masse de la réaction. Les plus gros fragments détectés atteignent des tailles proches de 30 et la production de fragments de charge moyenne ($8 \leq Z \leq 15$) est très abondante. Cette forme décroissante exponentielle est typique des réactions les plus dissipatives.

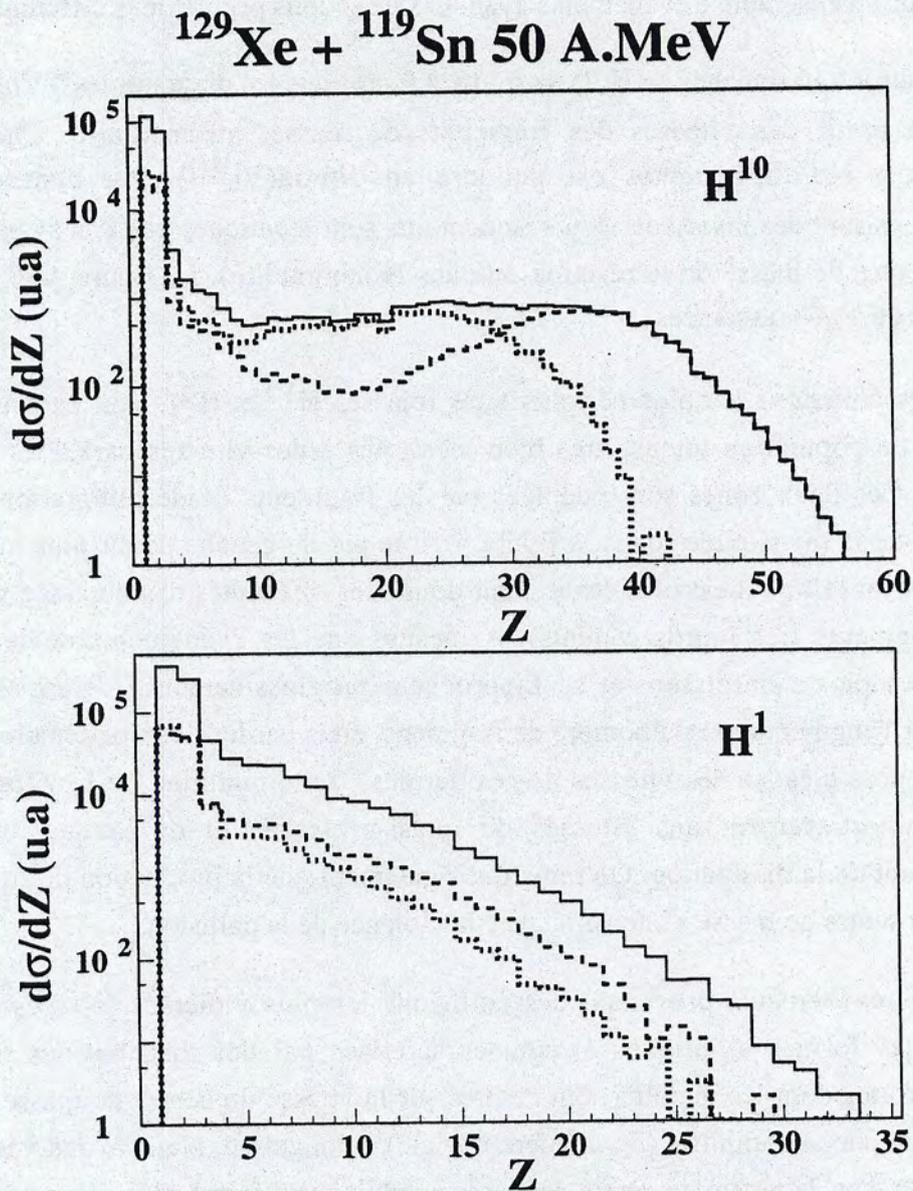


Figure 4.8 : Distributions de charges des particules détectées dans les domaines angulaires compris entre $0^\circ - 40^\circ$ (tirés), $140^\circ - 180^\circ$ (pointillé) et $0^\circ - 180^\circ$ (trait continu) dans le repère du centre de masse. La partie haute (basse) de la figure concerne les événements sélectionnés dans la classe H^{10} (H^1 respectivement).

4.2.5 Corrélations V_{par} - V_{per} .

Pour avoir une visualisation de la forme des événements sélectionnés avec le moment $H(2)$ et pour distinguer la ou les sources d'émission, nous avons représenté les vitesses des particules légères et des fragments dans le repère de l'ellipsoïde (voir annexe 1). Dans ce nouveau référentiel, nous avons projeté la vitesse de chaque particule suivant l'axe principal de l'événement et dans un plan perpendiculaire à celui-ci. Les projections ainsi définies sont désignées par $V_{//}^{Ell}$ et V_{\perp}^{Ell} . Ce traitement permet de définir un référentiel commun pour un ensemble d'événements ayant des directions privilégiées différentes.

Pour les 10 tranches en $H(2)$, la figure 4.9 présente les diagrammes " $V_{//}^{Ell} - V_{\perp}^{Ell}$ " construits à partir des vitesses des fragments de masse intermédiaire. Chaque point appartenant à ces diagrammes est pondéré en $1/\text{mod}(V_{\perp}^{Ell})$. Par conséquent, ces représentations sont des invariants (leurs isocontours sont identiques que l'on se place dans le repère du centre de masse de la réaction ou dans le laboratoire). La figure 4.10 montre les distributions de $V_{//}^{Ell}$ associées.

Les collisions les plus périphériques (classes H^{10} et H^9), sont caractérisées par deux zones de population intense très bien localisées à des vitesses parallèles de 3.75 et -3.75 cm/ns. Ces deux zones sont peuplées par les fragments de désintégration du quasi-projectile et de la quasi-cible (dans la figure 4.10 le pic de gauche paraît plus intense mais cela provient du fait qu'il est plus étroit étant donné les difficultés d'étalonnage rencontrées pour les fragments très lourds et lents). A mesure que les événements deviennent plus compacts, les pics s'élargissent et se rapprochent progressivement. L'élargissement est provoqué par l'augmentation du nombre de fragments émis par les deux partenaires et par les fluctuations possibles sur les vitesses de ces derniers. La diminution de la vitesse relative vient de l'amortissement des vitesses du quasi-projectile et de la quasi-cible avec l'accroissement de la dissipation. On remarque également que la production de fragments au voisinage du centre de masse s'intensifie avec la violence de la collision.

Les événements provenant des collisions les plus violentes (classes H^1 et H^2) présentent des formes elliptiques et sont caractérisés par des distributions de vitesses parallèles étroites dont les maxima sont centrés sur la vitesse du centre de masse. En fait la représentation choisie amplifie (de manière triviale) l'élongation. Nous avons vérifié que la représentation dans le repère du centre de masse conduit à une forme plus compacte. Dans ces réactions, le système n'a pratiquement pas gardé la mémoire de la voie d'entrée : l'axe initial d'émission des particules favorisant la direction du faisceau est presque oublié.

Dans le cas des particules de charge égale à 2, nous avons reporté leurs vitesses parallèles et transverses $V_{//}^{Ell}$ et V_{\perp}^{Ell} sur 10 diagrammes invariants présentés figure 4.11.

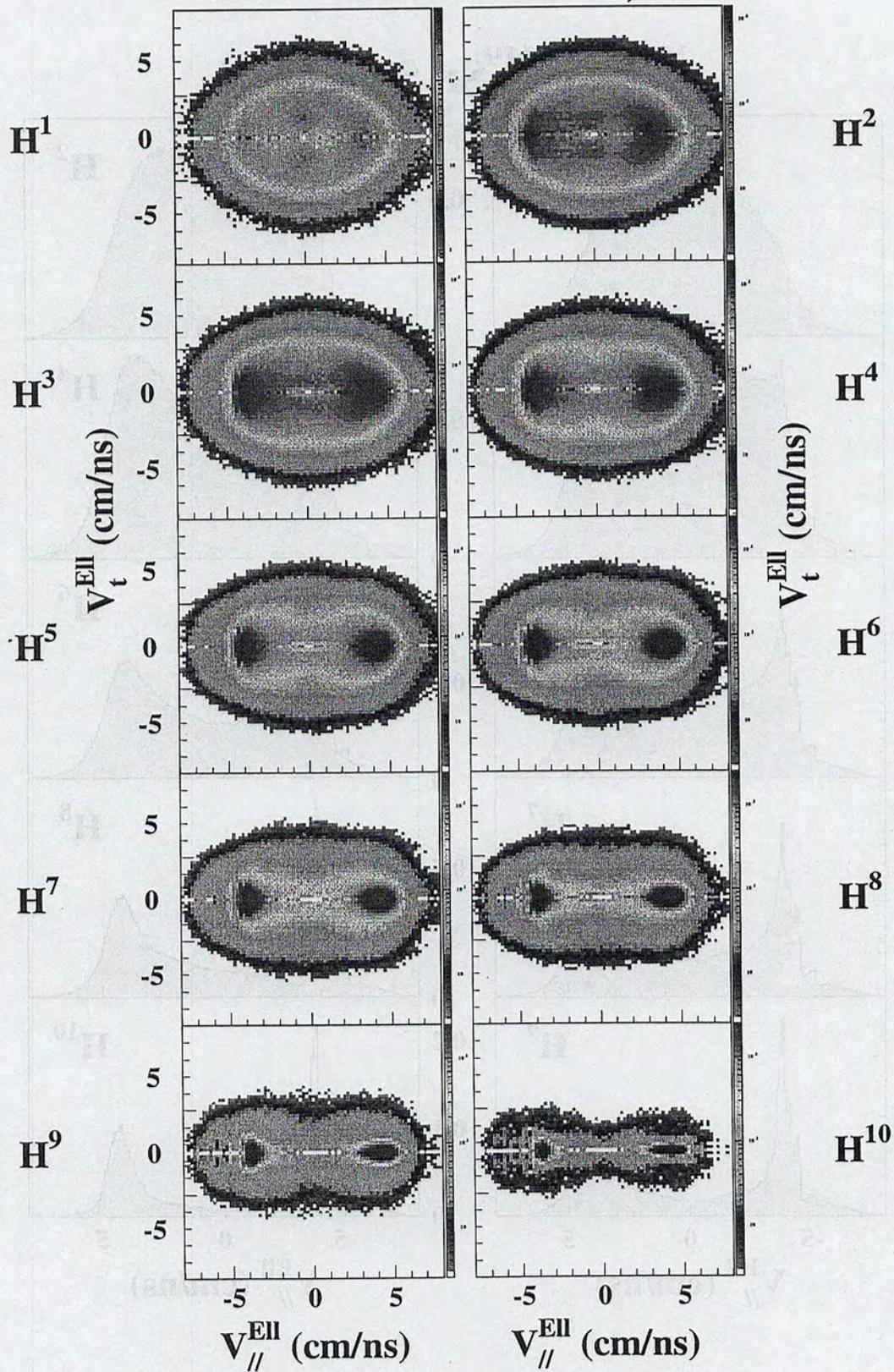
$^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn} \text{ 50 A.MeV, } Z \geq 3$


Figure 4.9 : Pour les 10 classes de $H(2)$, diagrammes " $V_{//}^{Ell} - V_t^{Ell}$ " construits à partir des vitesses des fragments de masse intermédiaire.

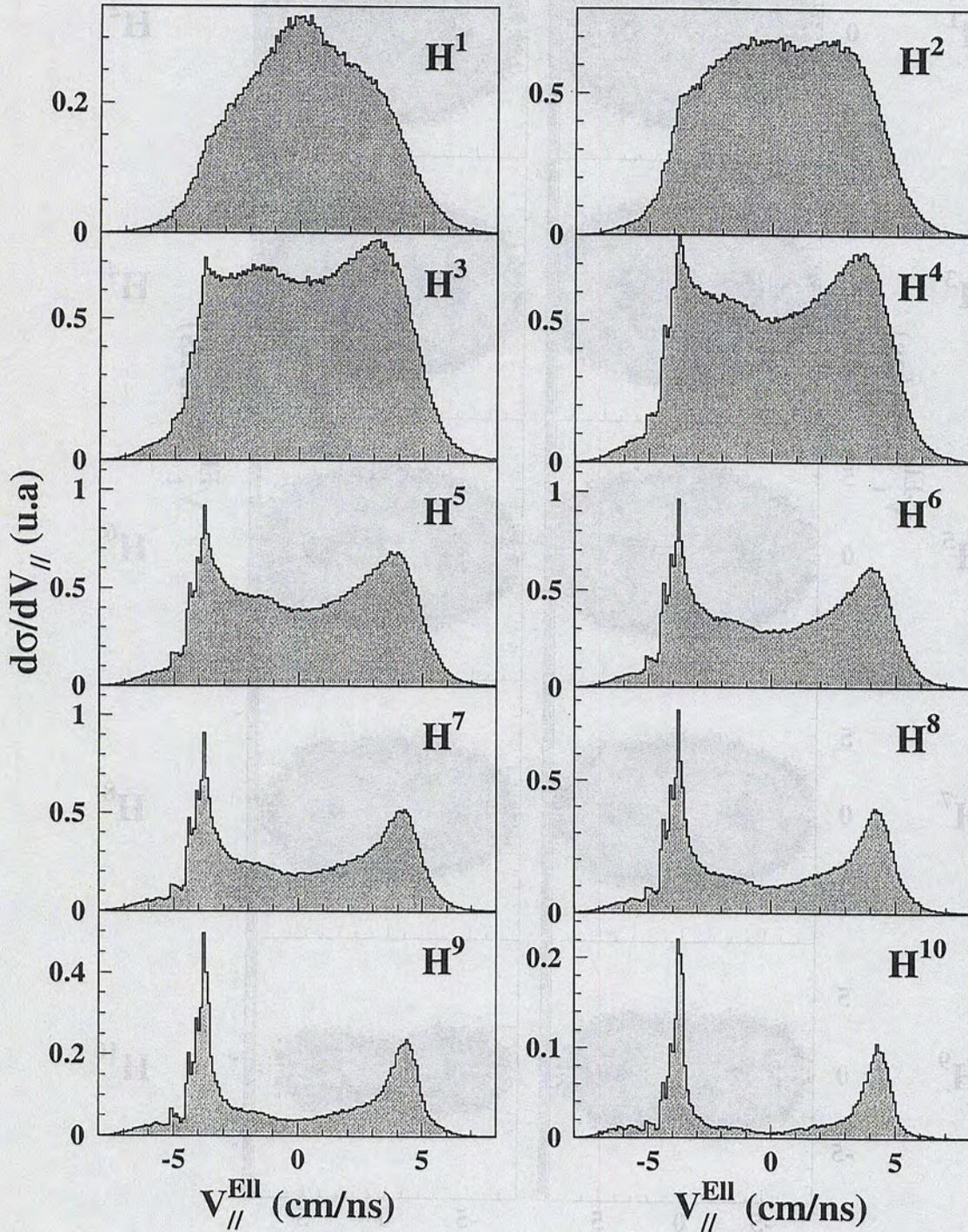
$^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn}$ 50 A.MeV


Figure 4.10 : Pour les 10 classes de $H(2)$, distributions des vitesses parallèles $V_{//}^{Ell}$ des fragments de masse intermédiaire.

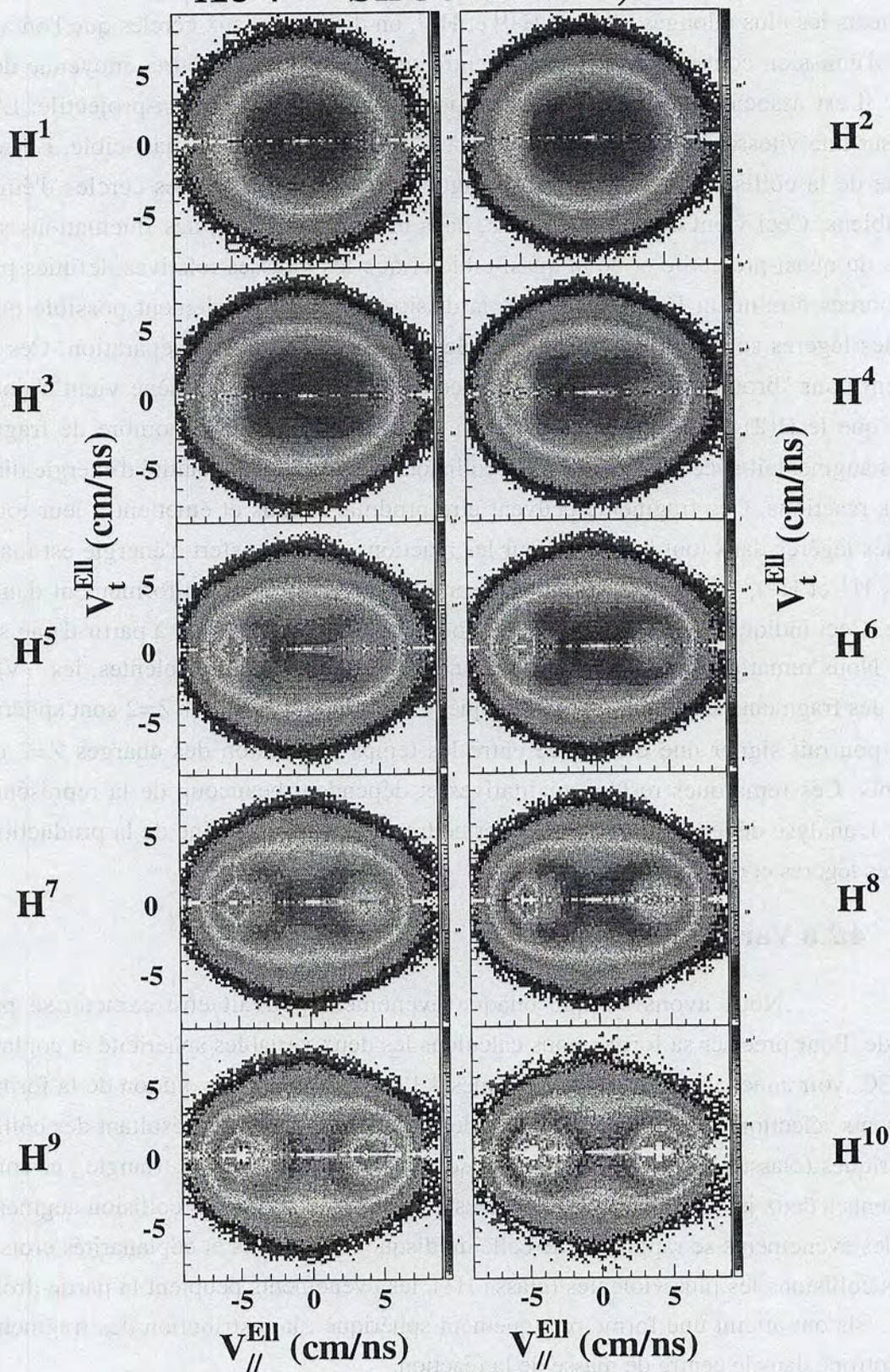
$^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn} \text{ 50 A.MeV, } Z = 2$


Figure 4.11 : Pour les 10 classes de H(2), diagrammes " $V_{//}^{\text{Ell}} - V_t^{\text{Ell}}$ " construits à partir des vitesses des particules de charge égale à 2.

Ils correspondent aux 10 sélections en $H(2)$. Les invariants " $V_{//}^{Ell} - V_t^{Ell}$ " des hydrogènes présentent la même évolution qualitative. Dans les matrices associées aux événements les plus allongés (classes H^{10} et H^9), on distingue deux cercles que l'on appelle cercles d'émission coulombiens. L'un est centré sur une vitesse de source moyenne de 3.75 cm/ns : il est associé à l'évaporation de particules légères par le quasi-projectile. L'autre, centré sur une vitesse de -3.75 cm/ns, est lié à la désexcitation de la quasi-cible. Lorsque la violence de la collision augmente, on distingue de moins en moins les cercles d'émission coulombiens. Ceci vient du fait que l'on a, dans une même classe, des fluctuations sur les vitesses du quasi-projectile et de la quasi-cible et que les vitesses relatives définies par ces deux sources diminuent légèrement avec la dissipation. Il est également possible que ces particules légères soient émises par le complexe dinucléaire avant reséparation. Ces effets s'ajoutent pour "brouiller" l'observation des cercles. Un autre phénomène vient s'ajouter à mesure que le $H(2)$ diminue : nous avons vu précédemment que le nombre de fragments produits augmentait avec la violence de la collision tout comme la quantité d'énergie dissipée dans les réactions. Ces fragments peuvent être produits chauds et émettent à leur tour des particules légères dans tout l'espace. Pour les réactions où le transfert d'énergie est maximal (classes H^1 et H^2), les charges égales à 2 semblent être réparties uniformément dans tout l'espace. Ceci indiquerait que ces particules sont émises principalement à partir d'une source unique. Nous remarquons également que pour les collisions les plus violentes, les " $V_{//}^{Ell} - V_t^{Ell}$ " des fragments sont elliptiques alors que les " $V_{//}^{Ell} - V_t^{Ell}$ " des $Z=2$ sont sphériques. Ce fait pourrait signer une différence entre les temps d'émission des charges $Z=2$ et des fragments. Ces remarques restent qualitatives et dépendent beaucoup de la représentation choisie. L'analyse développée chapitre 6 permettra de préciser l'origine de la production des particules légères et des fragments.

4.2.6 Variables de forme.

Nous avons vu que chaque événement pouvait être caractérisé par un ellipsoïde. Pour préciser sa forme, nous calculons les deux variables sphéricité et coplanarité (SS et CC, voir annexe 2). Sur les diagrammes 4.12 nous suivons l'évolution de la forme des événements sélectionnés pour les 10 classes de $H(2)$. Les événements résultant des collisions périphériques (classes H^{10} et H^9) sont localisés dans l'angle gauche du triangle : ce sont des événements à deux jets de forme cigare. A mesure que la violence de la collision augmente, la forme des événements se rapproche de celle du disque (sphéricités et coplanarités croissent). Pour les collisions les plus violentes (classe H^1), les événements peuplent la partie droite du triangle : ils ont atteint une forme pratiquement sphérique ; la distribution des fragments est quasi-isotrope dans le centre de masse de la réaction.

Outre ces variables de forme, on peut construire d'autres observables qui vont nous renseigner sur l'existence ou non d'une direction privilégiée d'émission des particules. Ce sont

par exemple les impulsions transverse P_t et parallèle $P_{//}$ totales emportées par les fragments de masse intermédiaire (voir annexe 3). P_t et $P_{//}$ désignent les sommes des modules des impulsions calculées dans le repère du centre de masse de la réaction. Un facteur $2/\pi$ est affecté à P_t afin d'obtenir l'égalité de P_t et $P_{//}$ dans le cas d'une distribution d'impulsions isotrope dans l'espace. A l'aide des composantes P_t et $P_{//}$, nous calculons le rapport d'isotropie R_p (voir annexe 3). Il nous permet d'avoir une idée quantitative de la distribution des impulsions dans l'espace.

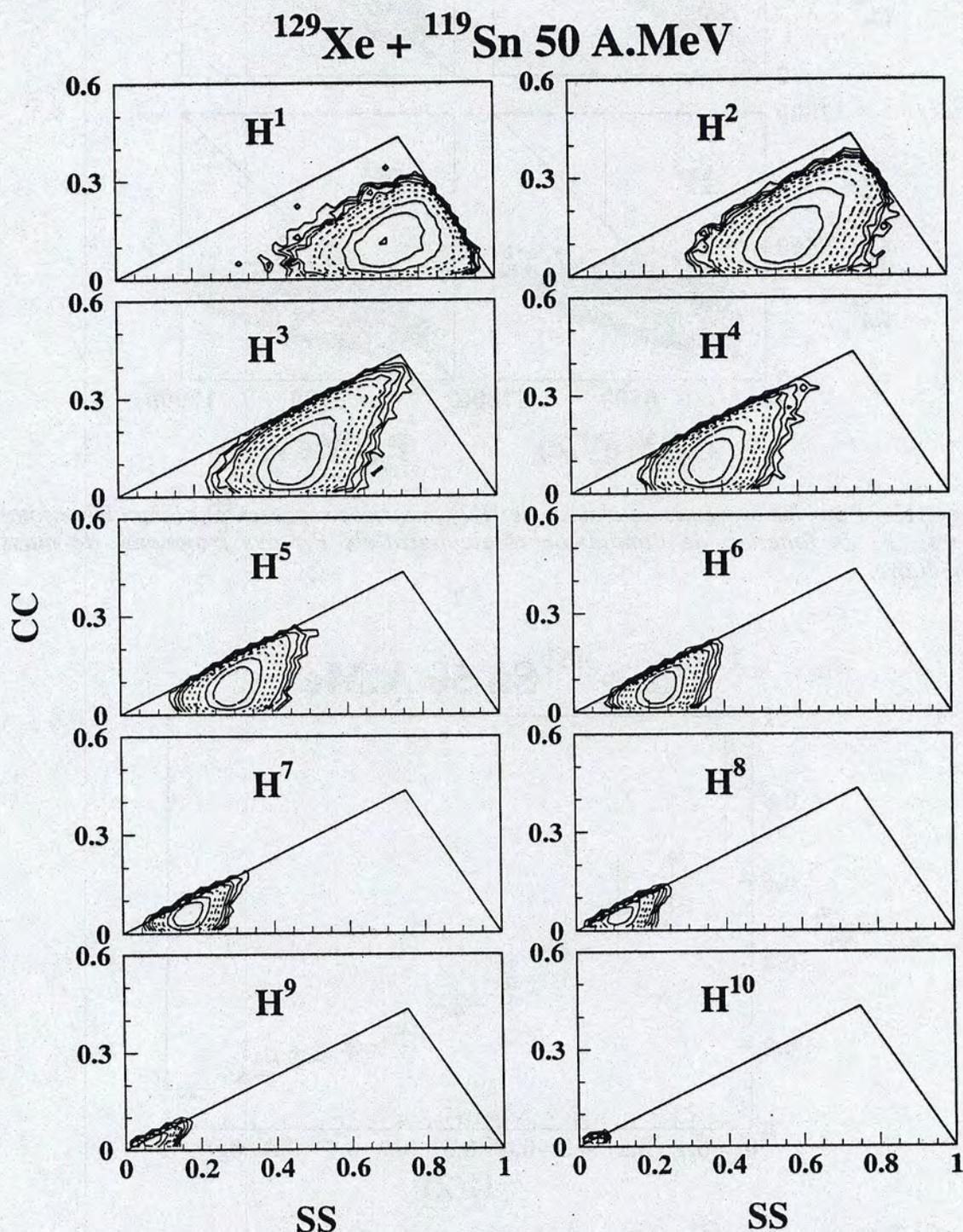


Figure 4.12 : Pour les 10 classes de $H(2)$, diagrammes sphéricité-coplanarité (SS-CC) construits à partir des fragments de masse intermédiaire.

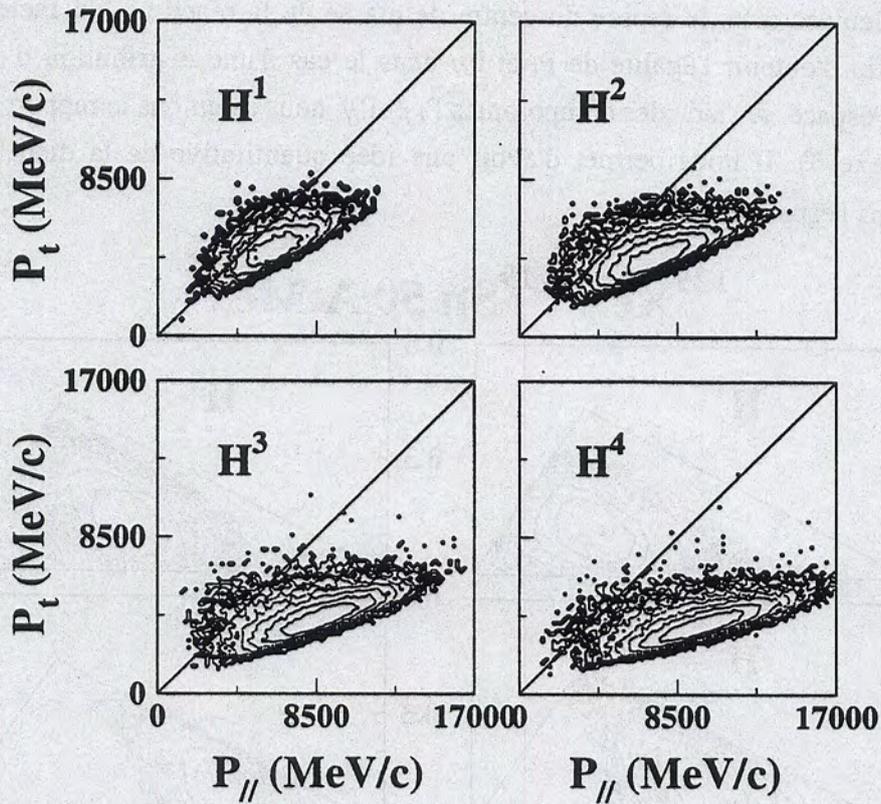
$^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn}$ 50 A.MeV


Figure 4.13 : Pour les 4 premières classes de $H(2)$, matrices représentant l'impulsion totale transverse P_t en fonction de l'impulsion totale parallèle $P_{//}$ des fragments de masse intermédiaire.

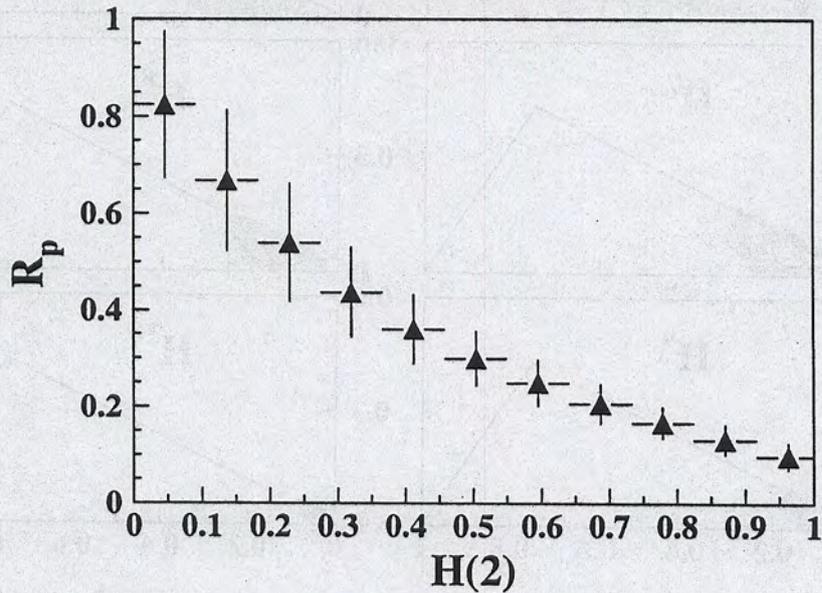
 $^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn}$ 50 A.MeV


Figure 4.14 : Evolution du rapport d'isotropie R_p en fonction de la valeur du moment d'ordre deux $H(2)$.

Les matrices de la figure 4.13 représentent P_t en fonction de $P_{//}$ pour les événements regroupés dans les quatre premières classes de $H(2)$ ($H(2) \leq 0.4$). La droite présente le cas où $P_t = P_{//}$. La figure 4.14 montre l'évolution de la valeur moyenne de R_p en fonction de la valeur du moment d'ordre deux $H(2)$. On remarque que ces deux variables sont anticorrélées. Pour les grandes valeurs de $H(2)$, les événements se situent sous la droite (figure 4.13) et les valeurs de R_p sont très faibles (figure 4.14) : les fragments sont répartis le long de l'axe du faisceau. Lorsque la violence des collisions croît, les événements se rapprochent de la droite et le rapport d'isotropie augmente : de plus en plus de fragments sont émis dans des directions différentes de l'axe initial de la réaction. Pour les collisions les plus violentes, il y a un regroupement des événements près et sur la droite, et R_p vaut en moyenne 0.85 : l'émission des fragments est quasi isotrope dans le centre de masse de la réaction. Le système a perdu la mémoire de la voie d'entrée : l'axe du faisceau n'est plus la direction privilégiée d'émission des particules. Une telle distribution des fragments dans l'espace est caractéristique des collisions centrales.

4.2.7 Corrélations azimutales et paramètre d'impact.

Les corrélations azimutales constituent un bon moyen de vérifier la centralité des collisions sélectionnées (PHA 93 et BEN 95). La figure 4.15 présente les distributions d'angles relatifs azimutaux obtenues avec les héliums produits dans les événements classés selon les 10 sous-ensembles de $H(2)$. Dans toutes les distributions, on observe une déplétion au niveau des très petits angles relatifs : la répulsion coulombienne interdit à deux particules émises simultanément de se déplacer strictement dans la même direction. A cet effet s'ajoute l'influence de l'ouverture finie des détecteurs. Les distributions associées aux grandes valeurs de $H(2)$ ont une forme en "V" typique de collisions périphériques. Dans ces réactions de diffusion inélastique, le quasi-projectile est dévié de sa trajectoire initiale, il s'écarte de l'axe du faisceau et la quasi-cible recule dans la direction opposée : après le choc, les deux partenaires se situent de part et d'autre de l'axe du faisceau. Les particules provenant de la désexcitation de la même source sont alors détectées avec des petits angles relatifs. Par contre, les angles relatifs proches de 180° sont liés à la détection en coïncidence de particules issues des émissions de l'un et l'autre des partenaires de la réaction. Les deux types de contributions à 0° et 180° s'ajoutent pour donner une distribution en forme de "V". Lorsque le $H(2)$ diminue, les distributions s'aplatissent. Pour les événements de plus petits $H(2)$, les distributions sont plates : là où les sources d'émission se déplacent le long de l'axe du faisceau et les noyaux d'hélium ont alors une origine spatiale commune. Ceci fait que tous les angles relatifs sont équiprobables et que la distribution résultante est plate. Cette forme montre que les événements correspondant aux petites valeurs du moment d'ordre deux résultent de collisions centrales.

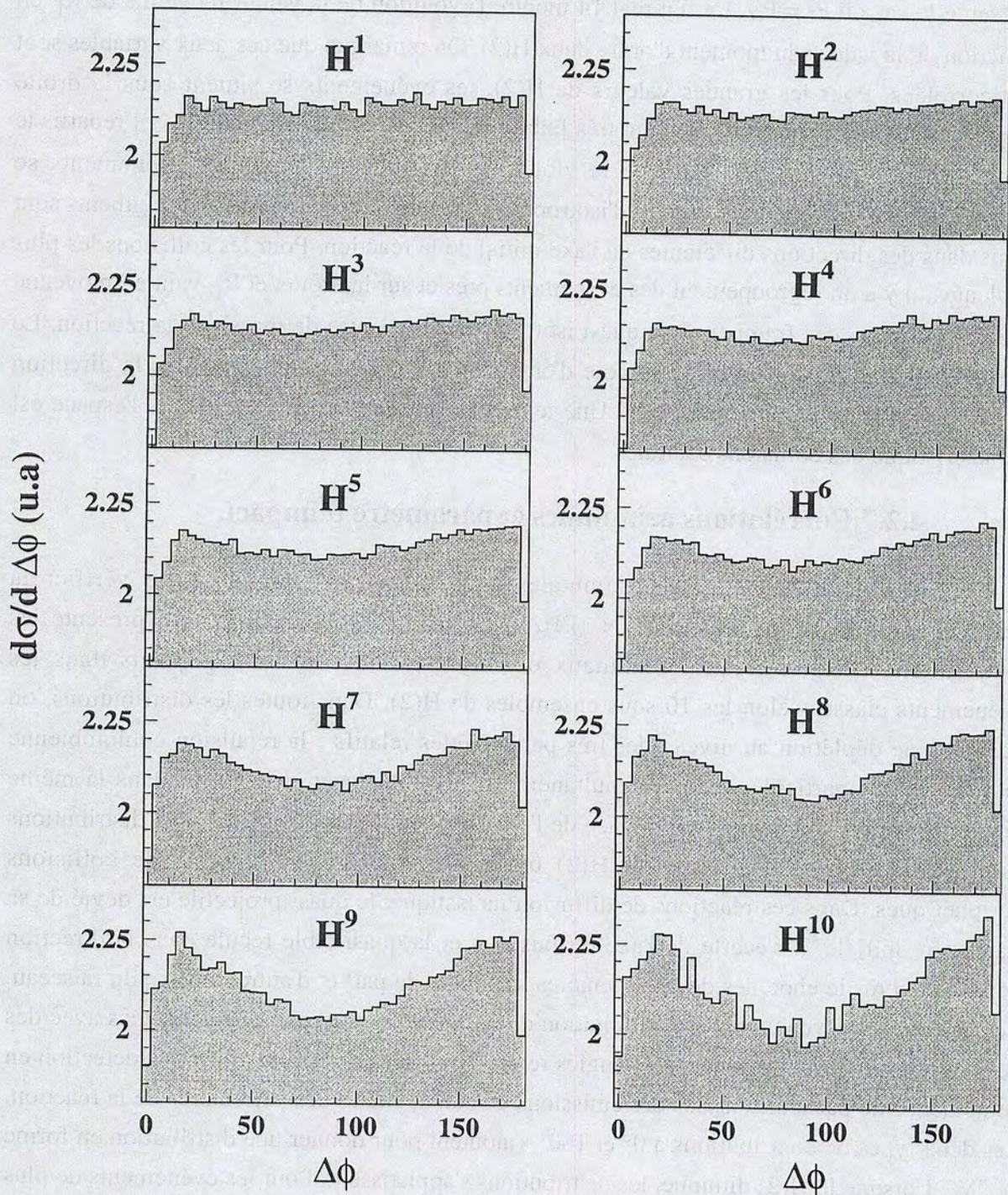
$^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn}$ 50 A.MeV


Figure 4.15 : Distributions d'angles relatifs azimutaux obtenues avec les héliums produits dans les événements classés selon les 10 sous-ensembles de H(2).

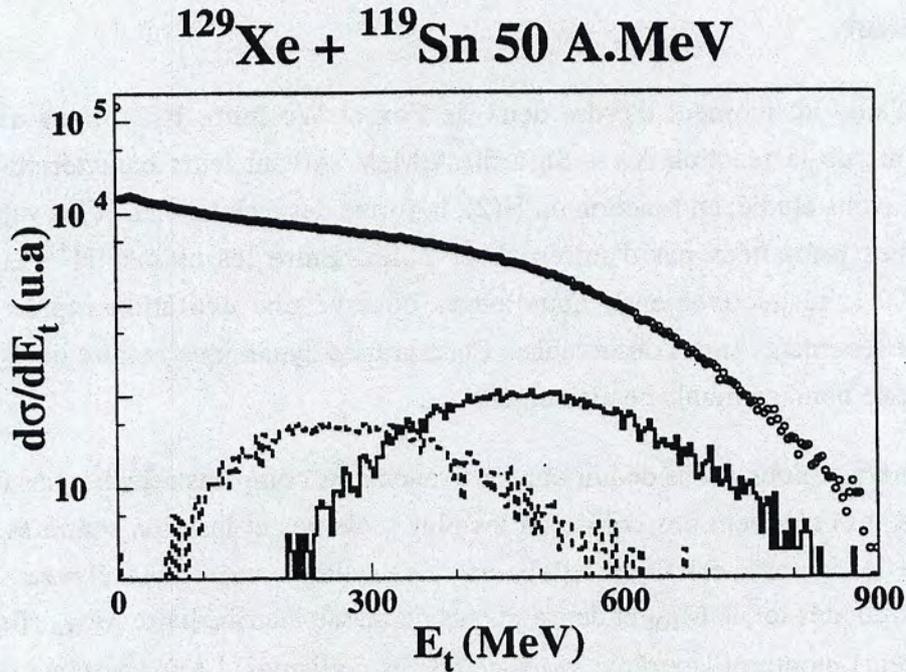


Figure 4.16 : Distributions de E_t obtenues pour l'ensemble des événements collectés par INDRA (cercles) et pour ceux sélectionnés dans les classes extrêmes H^1 et H^{10} (trait continu et pointillé respectivement).

A partir de l'énergie transverse E_t des particules légères, nous allons maintenant estimer le paramètre d'impact moyen $\langle b \rangle$ correspondant aux 10 sous ensembles de H(2) (voir paragraphe 3.3.2). La figure 4.16 montre les distributions de E_t obtenues pour l'ensemble des événements collectés par INDRA (cercles) et pour ceux sélectionnés dans les classes extrêmes H^1 et H^{10} (trait continu et pointillé respectivement). A l'aide de la figure 3.9, nous relevons les paramètres d'impact $\langle b \rangle$ associés aux valeurs moyennes des distributions de E_t . Les résultats sont reportés dans le tableau suivant :

classe	H ¹	H ²	H ³	H ⁴	H ⁵	H ⁶	H ⁷	H ⁸	H ⁹	H ¹⁰
$\langle E_t \rangle$ (MeV)	490	480	455	426	394	367	341	318	299	287
$\langle b \rangle$ (fm)	2	2.2	2.3	2.7	3.1	3.4	3.6	4.	4.2	4.3

On constate que les deux derniers sous-ensembles de H(2) rassemblent les collisions à paramètres d'impact intermédiaires : $\langle b \rangle \approx 4$ fm. Etant donné la faible statistique que nous avons et les biais résultant de l'application des critères de complétude (voir paragraphe 4.2), l'erreur commise sur cette valeur peut être importante, aussi elle n'est à considérer qu'à titre indicatif. Dans les deux premières classes sont regroupées les collisions associées à un paramètre d'impact moyen de 2 fm : grâce aux petites valeurs de H(2), nous avons isolé des collisions centrales.

4.3 Conclusion.

A l'aide du moment d'ordre deux de Fox et Wolfram, $H(2)$, nous avons classé les événements de la réaction $Xe + Sn$ à 50 A.MeV suivant leurs caractéristiques cinématiques. Nous avons étudié, en fonction du $H(2)$, la forme des événements et les valeurs ou allures spécifiques présentées par d'autres observables. Entre les classes H^{10} et H^1 ($H(2) \geq 0.9$ et $H(2) \leq 0.1$, respectivement), nous avons observé une évolution rapide des caractéristiques des événements et des observables. Cette grande dynamique montre donc que le moment $H(2)$ est une bonne variable de classement.

De cette analyse, nous avons déduit que les événements compacts sélectionnés dans la classe H^1 ($H(2) \leq 0.1$) résultent des collisions les plus violentes et les plus centrales. La figure 4.17 résume leurs caractéristiques globales : les valeurs moyennes élevées des distributions de multiplicités totale M_{tot} et de fragments de masse intermédiaire M_{fmi} (figure a) et b) respectivement) montrent l'extrême violence de ces collisions. La forme plate de la distribution des angles relatifs azimutaux des particules de charge égale à 2 signe la centralité des collisions (figure c). La matrice présentant les corrélations charge - vitesse des fragments détectés (figure d) indique que, dans ces événements, la perte de mémoire de la voie d'entrée est maximale. Les formes elliptique et sphérique des diagrammes invariants $V_{//}^{Ell} - V_{\perp}^{Ell}$ des fragments de masse intermédiaire et des particules de charge égale à 2 (figures e) et f) respectivement) montrent que la distribution des particules dans l'espace est quasi-isotrope et que l'axe du faisceau n'est plus l'axe privilégié d'émission des produits de réaction. Dans le chapitre suivant, nous étudions les propriétés de ces événements.

Figure 4.17 : a) Distribution de multiplicité totale M_{tot} . b) Distribution de multiplicité des fragments de masse intermédiaire M_{fmi} . Les flèches indiquent les valeurs moyennes des distributions. c) Distribution des angles relatifs azimutaux des particules de charge égale à 2. d) Matrice présentant les charges des fragments en fonction de leurs vitesses dans le centre de masse de la réaction. e) Diagramme invariant $V_{//}^{Ell} - V_{\perp}^{Ell}$ des fragments de masse intermédiaire. f) Diagramme invariant $V_{//}^{Ell} - V_{\perp}^{Ell}$ des particules de charge égale à 2.

$^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn}$ 50 A.MeV

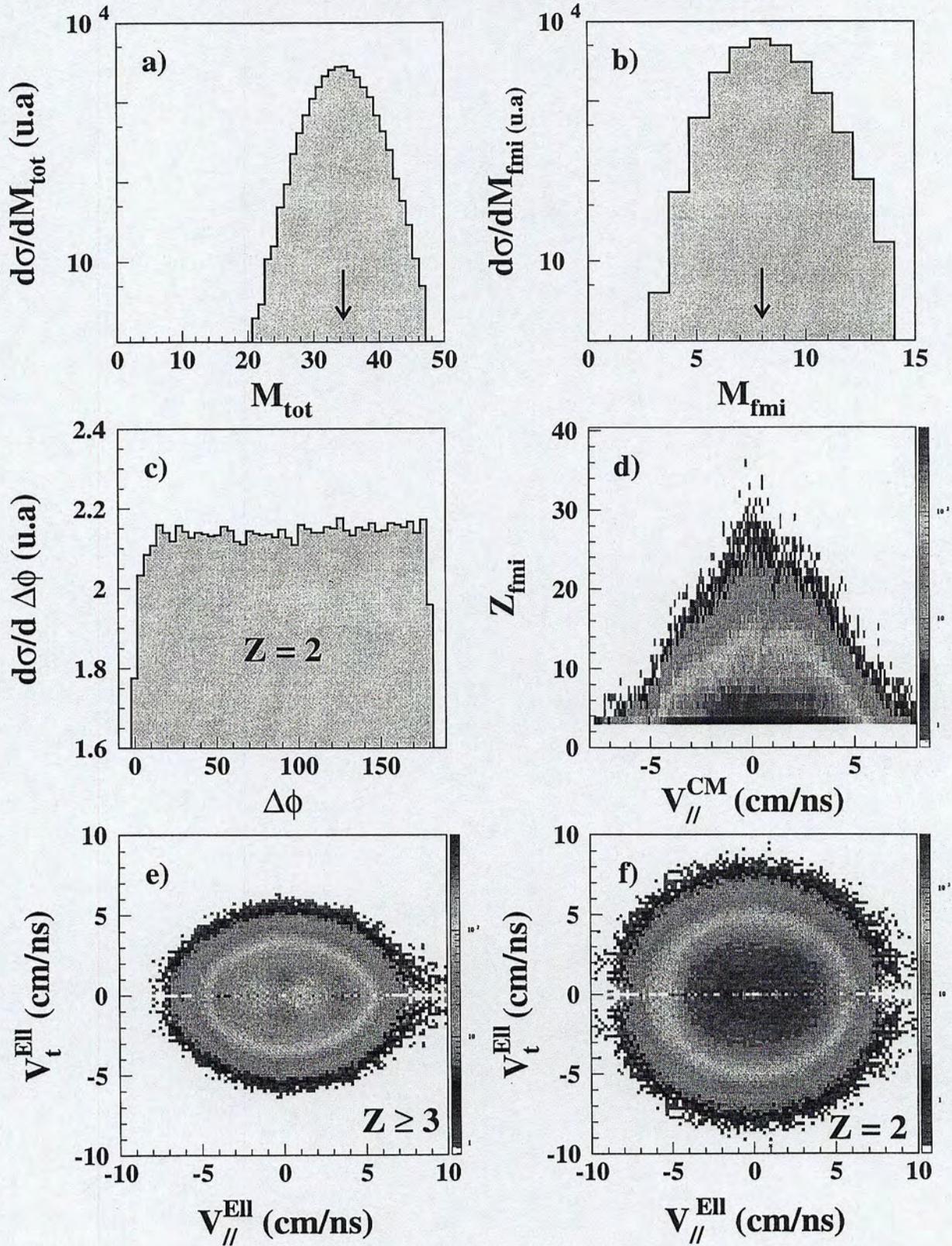
 Caractéristiques globales des événements de $H(2) \leq 0.1$


Figure 4.17

CHAPITRE 5

ANALYSE DES COLLISIONS CENTRALES

Analyse des collisions centrales.

Dans ce chapitre, nous détaillons l'analyse des événements ayant des valeurs de la variable $H(2) \leq 0.1$. Nous présentons et discutons les caractéristiques globales des particules et fragments chargés : distributions angulaires, spectres d'énergie cinétique, distributions de charge et distributions de vitesse et d'angle relatifs. Les données montrent la coexistence de deux mécanismes de population. Une composante correspond aux produits associés à la désintégration d'une source ayant atteint un certain degré d'équilibration et que l'on peut attribuer à un mécanisme de fusion incomplète. L'autre composante, anisotrope, pourrait être associée à un phénomène de prééquilibre-préthermalisation ou encore à une rémanence de la voie d'entrée. Ces produits, qui n'ont pas participé à la fusion incomplète, seront appelés rémanents du quasi-projectile et de la quasi-cible. Nous évaluons ensuite la taille et l'énergie d'excitation moyenne de la source équilibrée et nous présentons les simulations qui nous ont permis de contrôler les différentes méthodes de reconstruction employées. Enfin, nous développons le principe permettant d'étendre l'analyse ci-dessus aux événements moins compacts de $0.1 \leq H(2) \leq 0.4$ et terminons par une estimation de la section efficace conduisant à la formation de noyaux composites.

5.1. Caractéristiques des particules et des fragments.

5.1.1 Les distributions angulaires.

Nous avons tout d'abord regardé les distributions angulaires des particules et des fragments chargés dans le repère du centre de masse de la réaction. Pour cela, nous avons constitué les distributions du cosinus de l'angle d'émission. Les données sont présentées figure 5.1 pour les fragments de masse intermédiaire ($Z \geq 3$, en haut), les isotopes d'hélium ($Z=2$, au milieu) et ceux d'hydrogène ($Z = 1$, en bas). Les parties gauche et droite de la figure concernent les événements sélectionnés dans les classes H^1 et H^{10} respectivement.

Commençons par les fragments de masse intermédiaire. Les collisions périphériques (classe H^{10}) sont caractérisées par des distributions angulaires fortement piquées à 0° et 180° . Ces pics sont associés à la détection des résidus du quasi-projectile ($Z \approx 35-40$, à l'avant dans le centre de masse de la réaction) et de la quasi-cible ($Z \approx 22-28$, à l'arrière) en coïncidence avec les fragments légers qu'ils ont évaporés. Ces distributions sont caractérisées par une forte anisotropie : le taux de production est environ 1000 fois plus faible à 90° qu'aux angles avant. Le domaine angulaire compris entre $\approx 40^\circ$ et $\approx 140^\circ$, est peuplé par les fragments légers (essentiellement Li, Be) émis par l'un et/ou l'autre des partenaires.

Pour la tranche H^1 , l'anisotropie a considérablement diminué : le rapport d'intensité $\sigma(0^\circ) / \sigma(90^\circ)$ est voisin de 2.5. De plus, nous constatons que la distribution est plate sur un

large domaine angulaire s'étalant entre 60° et 120° ($\cos\theta_{CM}$ de -0.5 à 0.5). Ces caractéristiques ne sont pas liées à la superposition d'événements de faible multiplicité avec des événements de multiplicité élevée. En effet, nous nous sommes assurés que la forme de la distribution angulaire est indépendante du nombre de fragments produits. Nous avons également vérifié que le plus gros fragment détecté dans l'événement est émis de façon plus uniforme. Ceci constitue une autre évolution notable par rapport aux réactions de grands H(2).

Par ailleurs, on remarque que la distribution angulaire est dissymétrique par rapport à 90° : la production est plus importante dans l'hémisphère avant. En fait des fragments n'ont pas été détectés dans l'hémisphère arrière. L'ombre provoquée par le porte-cible et les seuils énergétiques sont à l'origine de cette diminution du comptage.

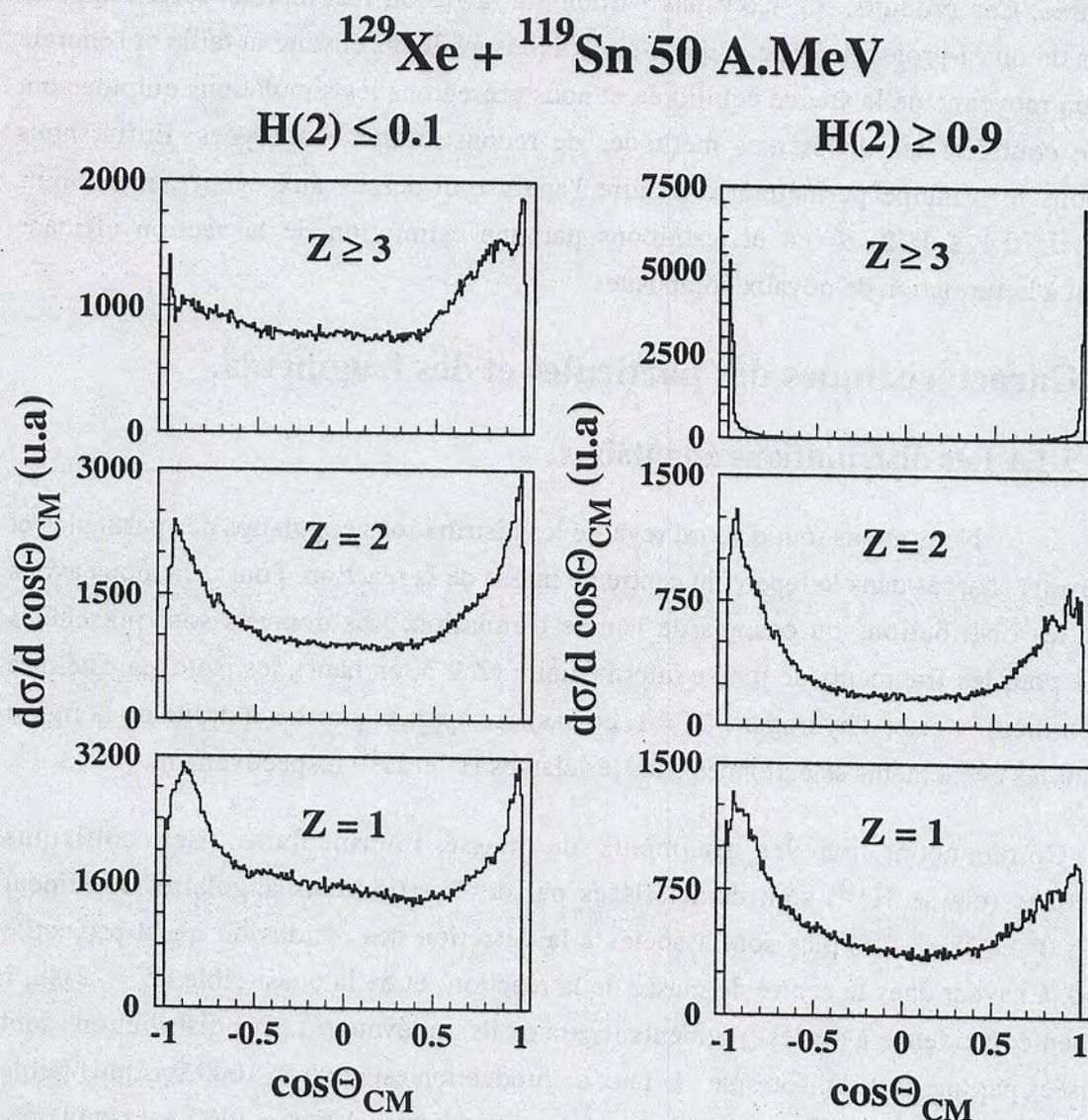


Figure 5.1 : Distributions angulaires des fragments de masse intermédiaire ($Z \geq 3$, en haut), des isotopes d'hélium ($Z=2$, au milieu) et ceux d'hydrogène ($Z = 1$, en bas) dans le centre de masse de la réaction. Les parties gauche et droite de la figure concernent les événements ayant des valeurs de $H(2) \leq 0.1$ et $H(2) \geq 0.9$ respectivement.

Pour les classes intermédiaires en $H(2)$, nous n'avons pas constaté une évolution importante des distributions angulaires des fragments avec l'augmentation de la violence des collisions (diminution du $H(2)$) : il y a toujours une forte localisation dans les hémisphères avant et arrière.

Examinons maintenant les distributions angulaires des particules de charge égale à 2 (figures 5.1 du milieu). Quelque soit la classe considérée, les distributions sont fortement piquées à l'avant et à l'arrière et elles sont symétriques par rapport à 90° : par exemple, on constate des taux équivalents à 30° et 150° . Les différences de comptage observées entre 0° et 180° sont sans doute liées à des effets de détecteur (seuil et granularité différentes à l'avant et à l'arrière). D'autre part, la distribution angulaire associée aux plus petites valeurs de $H(2)$ présente une région peuplée uniformément entre 60° et 120° .

Les distributions angulaires des charges égales à 1 possèdent les mêmes caractéristiques générales (figures 5.1 du bas). Cependant pour les événements de $H(2) \leq 0.1$, on constate une légère décroissance de la distribution pour les angles compris entre 60° et 120° . La simulation d'événements issus de la désintégration d'une source unique (voir chapitre 6) et filtrés par le multidétecteur INDRA (CUS 95), nous a permis de vérifier que cet effet était provoqué par le dispositif expérimental et/ou le traitement de la cohérence, essentiellement des doubles comptages.

5.1.2 Les spectres énergétiques.

Nous nous sommes ensuite intéressés aux spectres énergétiques des particules ($Z \leq 2$) et des fragments de masse intermédiaire ($Z \geq 3$) produits dans les événements sélectionnés dans la classe H^1 . Pour chaque type de particule, nous avons construit 8 spectres énergétiques qui correspondent à 8 domaines angulaires différents dans le centre de masse de la réaction. Ceux-ci définissent des angles solides équivalents. Nous avons symbolisé chaque angle moyen de détection de la façon suivante :

$\theta_{\text{moy}} \approx 29^\circ$	$(0.75 \leq \cos \theta_{\text{cm}} < 1)$	$\theta_{\text{moy}} \approx 151^\circ$	$(-1 \leq \cos \theta_{\text{cm}} < -0.75)$
$\theta_{\text{moy}} \approx 50^\circ$	$(0.5 \leq \cos \theta_{\text{cm}} < 0.75)$	$\theta_{\text{moy}} \approx 129^\circ$	$(-0.75 \leq \cos \theta_{\text{cm}} < -0.5)$
$\theta_{\text{moy}} \approx 68^\circ$	$(0.25 \leq \cos \theta_{\text{cm}} < 0.5)$	$\theta_{\text{moy}} \approx 112^\circ$	$(-0.5 \leq \cos \theta_{\text{cm}} < -0.25)$
$\theta_{\text{moy}} \approx 83^\circ$	$(0. \leq \cos \theta_{\text{cm}} < 0.25)$	$\theta_{\text{moy}} \approx 97^\circ$	$(-0.25 \leq \cos \theta_{\text{cm}} < 0.)$

$^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn} \text{ 50 A.MeV}$

Alphas

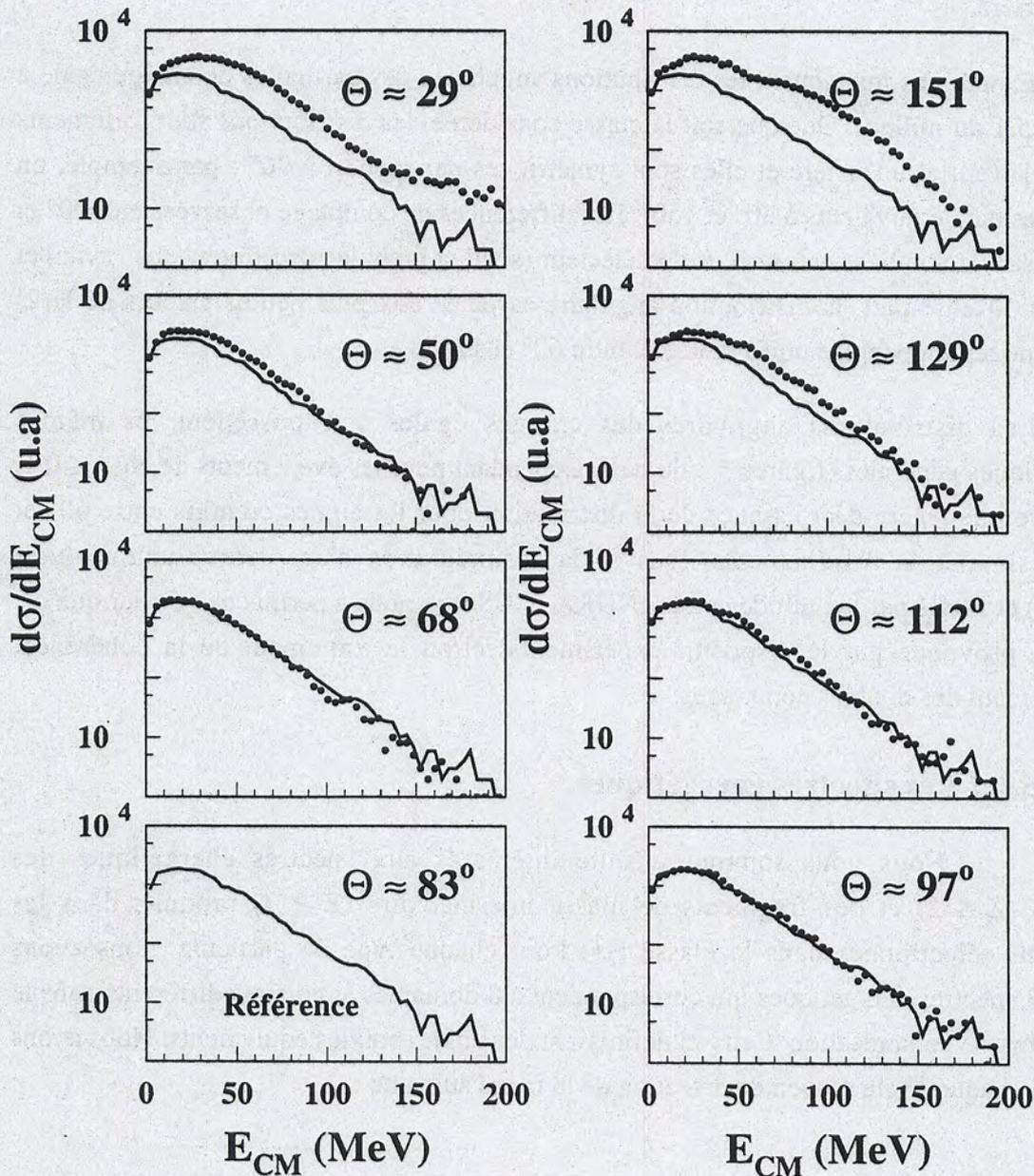


Figure 5.2 : Spectres énergétiques des alphas déterminés à huit angles moyens de détection dans le centre de masse de la réaction (voir texte) et représentés par des points. Le spectre énergétique déterminé à $\theta_{\text{moy}} \approx 83^\circ$ est symbolisé en trait continu. Tous ces spectres sont présentés sans normalisation relative arbitraire.

La figure 5.2 montre les spectres énergétiques des alphas pour ces huit angles moyens de détection dans le centre de masse de la réaction (points). Les spectres présentent une forme de type Maxwellienne quelque soit l'angle d'émission. Pour être plus précis, sur chacun d'eux, nous avons reporté le spectre énergétique déterminé à $\theta_{\text{moy}} \approx 83^\circ$ (trait

continu). Ce spectre est pris comme référence puisqu'il est obtenu dans un domaine angulaire où il est raisonnable de supposer que la contamination de particules provenant de la désexcitation de rémanents du projectile et/ou de la cible est minimale. On remarque que les spectres énergétiques déterminés dans la zone intermédiaire autour de 90° et définis par $\theta_{\text{moy}} \approx 68^\circ, 97^\circ$ et 112° se superposent parfaitement à celui de référence ($\theta_{\text{moy}} \approx 83^\circ$) : leurs formes, pentes et valeurs moyennes sont quasi identiques. Le spectre obtenu à $\theta_{\text{moy}} \approx 50^\circ$ et son symétrique par rapport à 90° ($\theta_{\text{moy}} \approx 129^\circ$) ont des formes légèrement différentes. Quant aux spectres énergétiques associés aux domaines angulaires les plus à l'avant et à l'arrière du centre de masse de la réaction ($\theta_{\text{moy}} \approx 29^\circ$ et 151°), ils ne se superposent pas à celui de référence. Leurs formes et pentes sont très dissemblables et leurs valeurs moyennes sont plus élevées. Ces résultats suggèrent deux contributions à la production des alphas.

Que nous apprennent les protons ? De la même façon, nous avons construit leurs spectres énergétiques dans le centre de masse de la réaction. Ils sont présentés figure 5.3. Leur étude nous conduit aux mêmes observations générales : les spectres déterminés à $\theta_{\text{moy}} \approx 68^\circ, 97^\circ$ et 112° (points) ont des caractéristiques identiques à celui pris comme référence et défini à $\theta_{\text{moy}} \approx 83^\circ$ (trait continu). La superposition des spectres définis à l'avant et à l'arrière du centre de masse de la réaction ($\theta_{\text{moy}} \approx 29^\circ, 50^\circ$ et $\theta_{\text{moy}} \approx 129^\circ, 151^\circ$) est un peu moins bonne. Leurs formes, pentes et valeurs moyennes restent cependant voisines de celles du spectre référence.

Les plus gros fragments de masse intermédiaire n'étant pas produits à l'avant ou à l'arrière du centre de masse de la réaction (voir figure 4.17 d), nous avons construit les spectres énergétiques des fragments légers de charges $Z \leq 10$. Nous avons vérifié que nous obtenions une bonne superposition des spectres déterminés dans les domaines angulaires proches de 90° ($\theta_{\text{moy}} \approx 68^\circ, 83^\circ$ et $\theta_{\text{moy}} \approx 97^\circ, 112^\circ$) et qu'ils présentent des caractéristiques identiques. Nous avons également constaté la même évolution générale des spectres définis à $\theta_{\text{moy}} \approx 29^\circ$ et 151° par rapport à celui de référence ($\theta_{\text{moy}} \approx 83^\circ$). Sur la figure 5.4, nous montrons à titre d'exemple les spectres des carbones obtenus à tous les angles. Sur la figure 5.5, nous comparons les spectres énergétiques des lithium, béryllium, bore, carbone, azote, oxygène et fluor détectés aux angles moyens $\theta_{\text{moy}} \approx 29^\circ$ (points) et $\theta_{\text{moy}} \approx 83^\circ$ (trait continu). Nous constatons que les formes des spectres sont très différentes : dans l'hémisphère avant ($\theta_{\text{moy}} \approx 29^\circ$), les spectres s'étendent vers des énergies plus élevées, leurs pentes sont plus douces et l'énergie la plus probable est également décalée vers une valeur supérieure à celle obtenue à $\theta_{\text{moy}} \approx 83^\circ$. En ce qui concerne les spectres énergétiques déterminés dans l'hémisphère arrière ($\theta_{\text{moy}} \approx 150^\circ$), nous avons observé les mêmes différences par rapport à ceux définies autour de 90° . Cependant, elles sont un peu moins marquées puisqu'en cinématique directe, l'efficacité de détection d'INDRA est plus faible dans le domaine angulaire arrière.

$^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn}$ 50 A.MeV

Protons

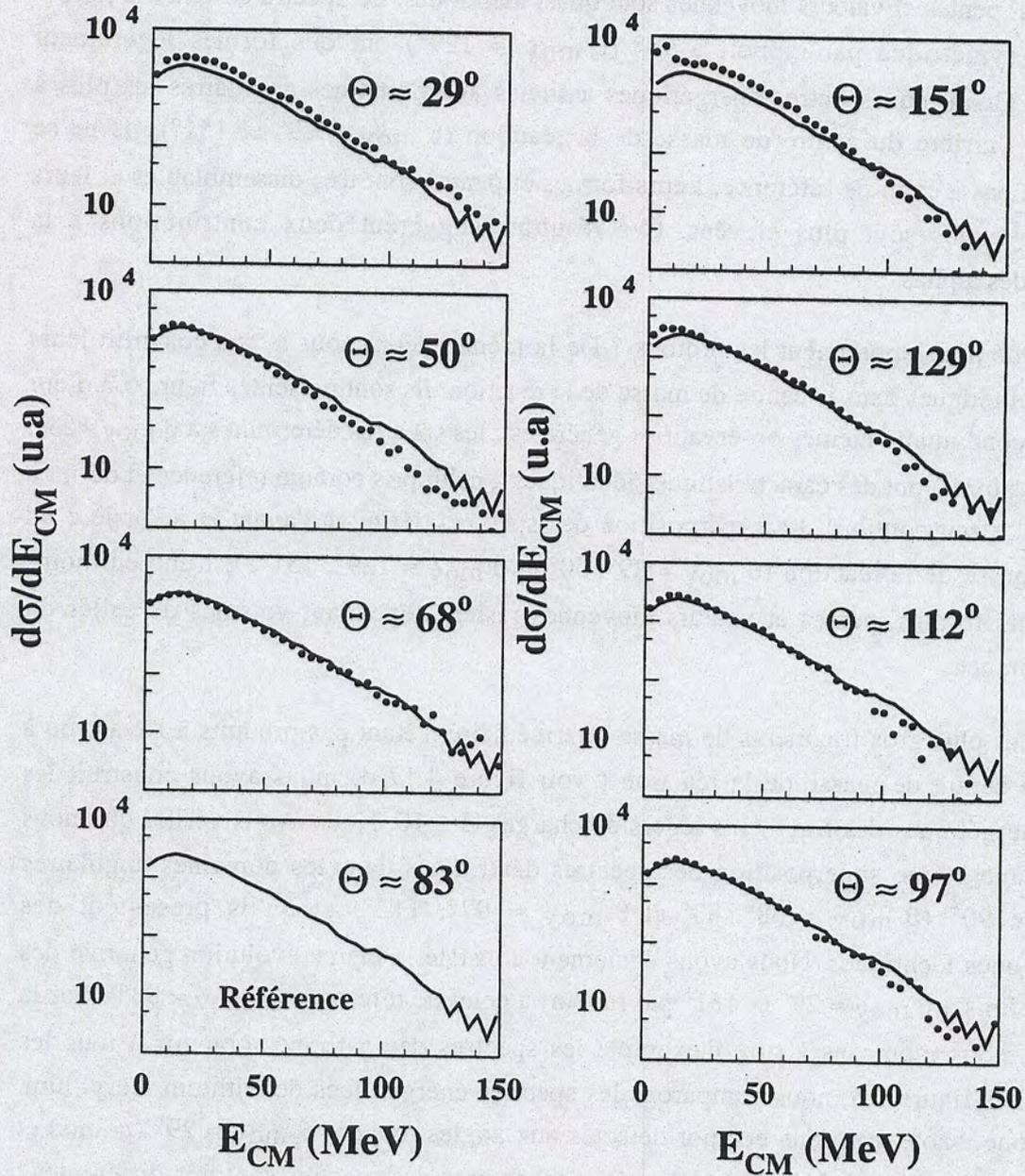


Figure 5.3 : Spectres énergétiques des protons dans le centre de masse de la réaction. Pour la présentation, se reporter à la figure 5.2 .

$^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn} \text{ 50 A.MeV}$

Carbone

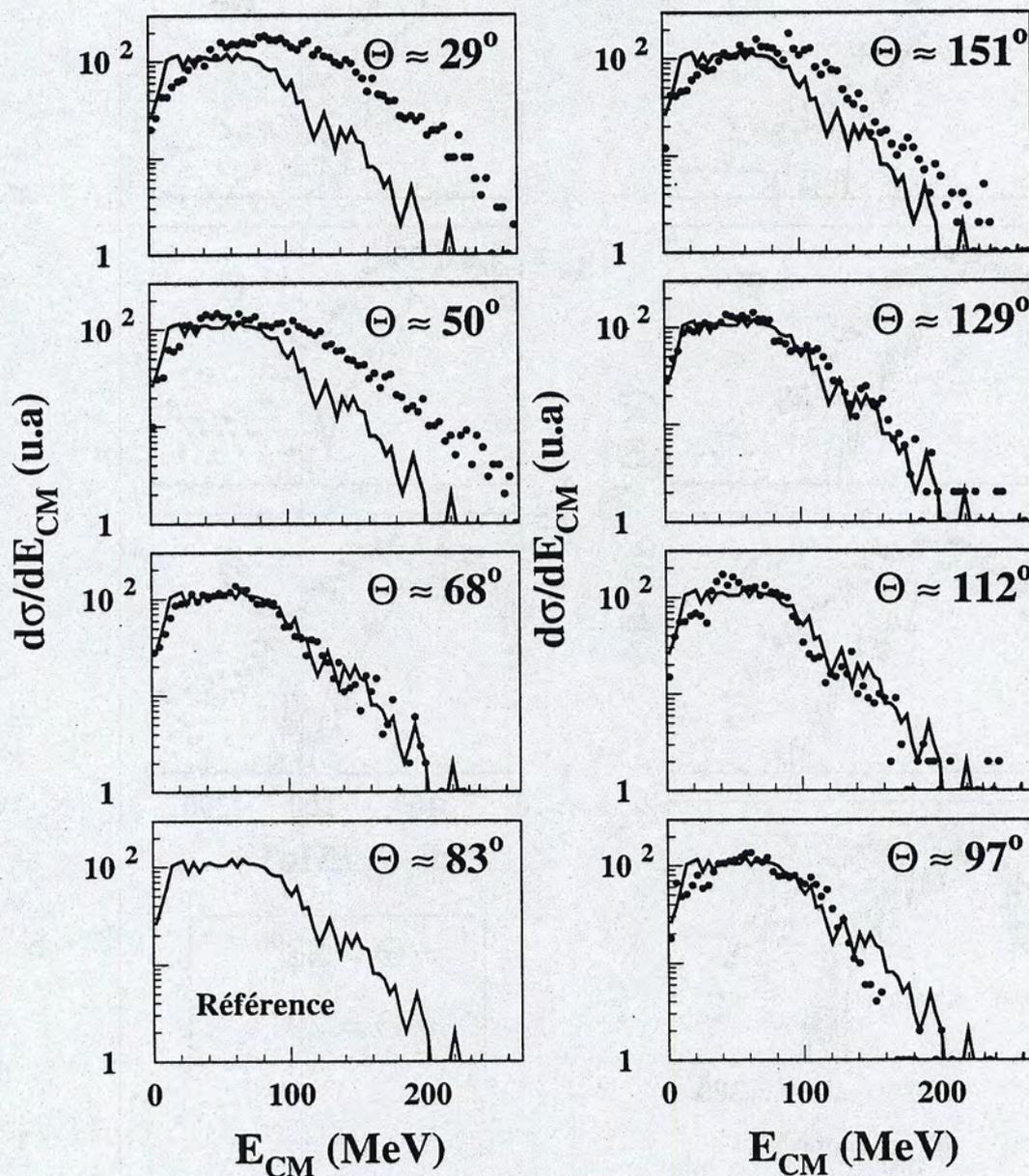


Figure 5.4 : Spectres énergétiques des carbones dans le centre de masse de la réaction. Pour la présentation, se reporter à la figure 5.2 .

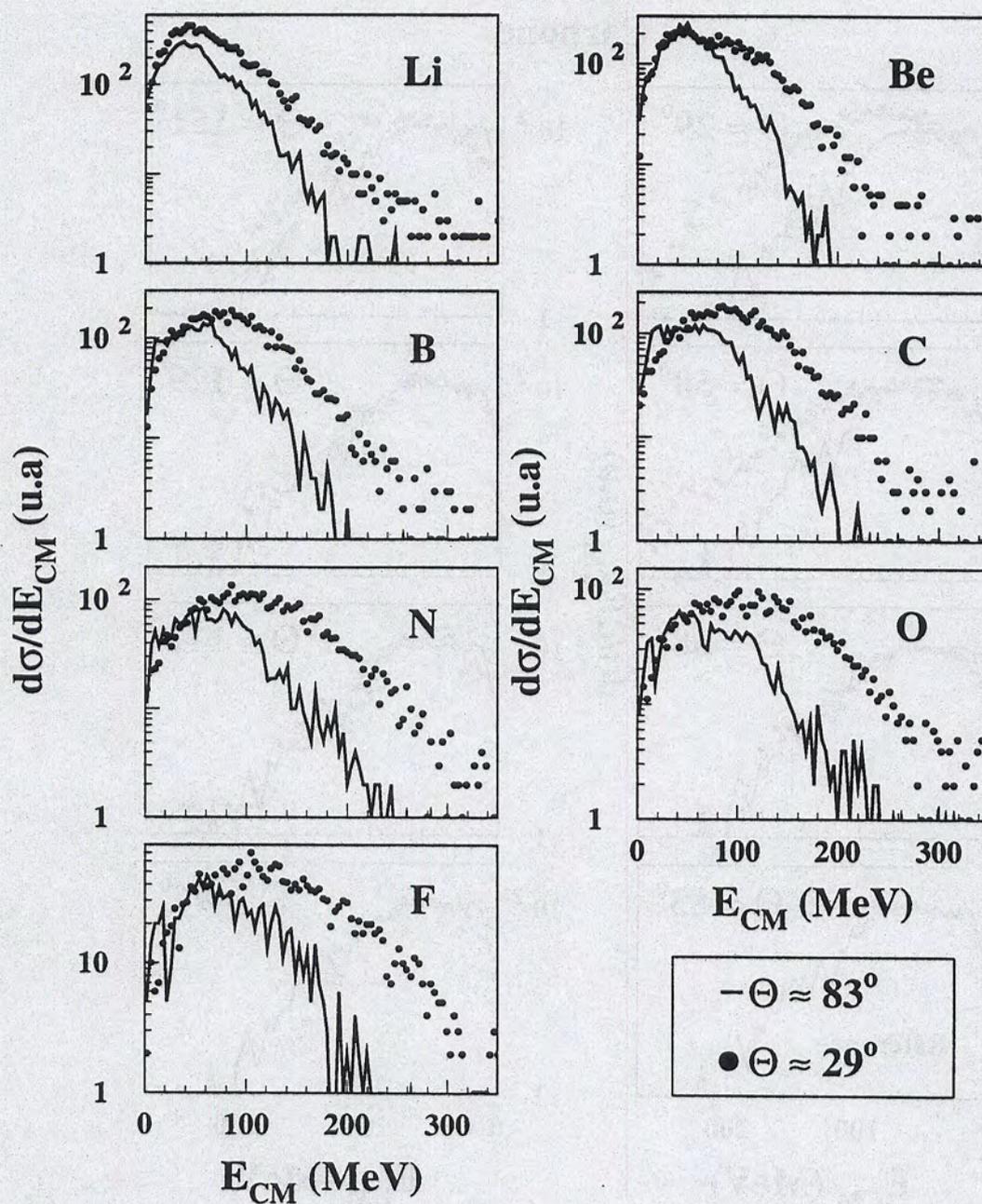
$^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn} \text{ 50 A.MeV}$


Figure 5.5 : Spectres énergétiques des lithium, béryllium, bore, carbone, azote, oxygène et fluor détectés aux angles moyens $\theta_{\text{moy}} \approx 29^\circ$ (points) et $\theta_{\text{moy}} \approx 83^\circ$ (trait continu) dans le centre de masse de la réaction.

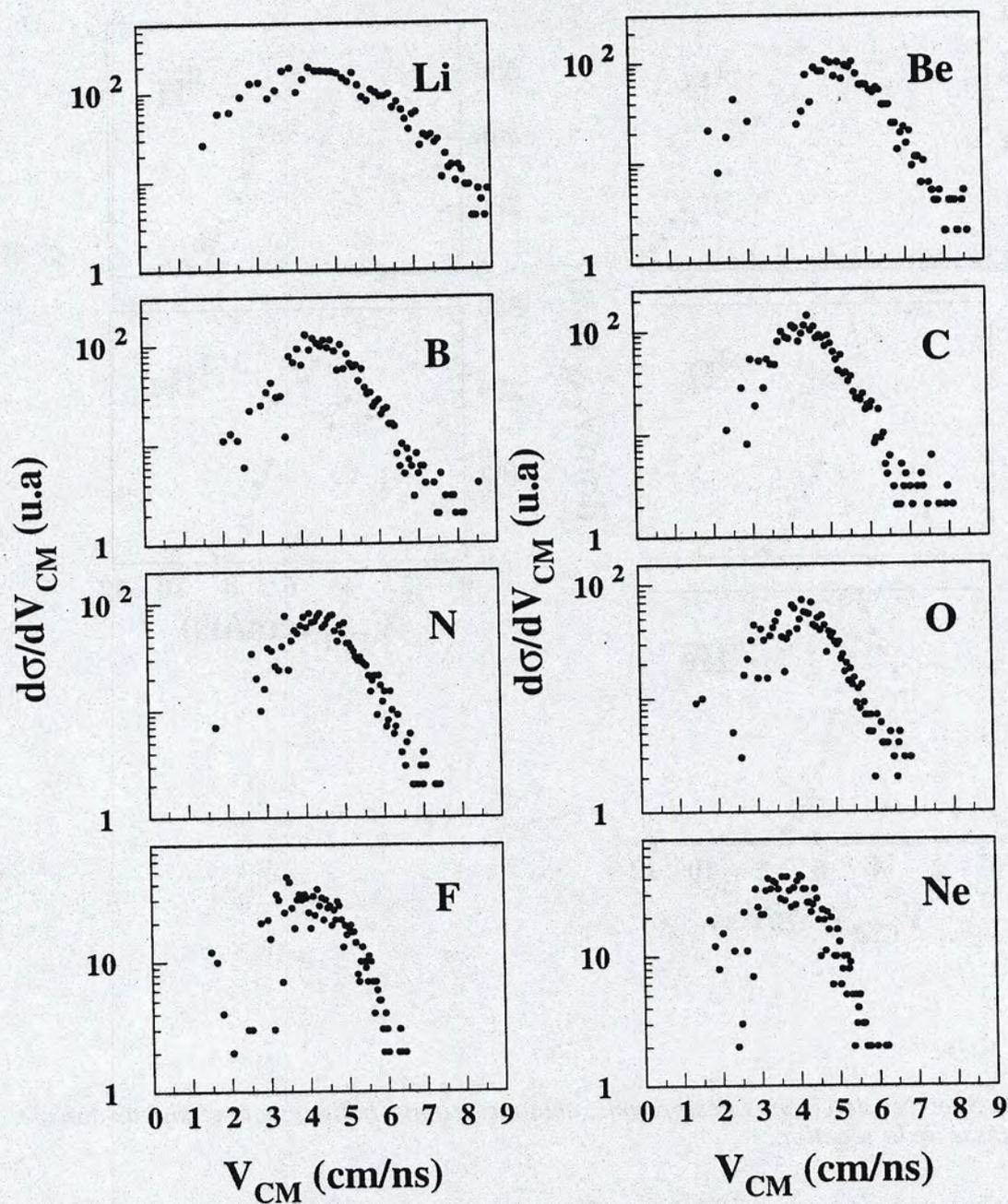
$^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn} \text{ 50 A.MeV}$


Figure 5.6 : Spectres de vitesses des lithium, béryllium, bore, carbone, azote, oxygène, fluor et néon dans le centre de masse de la réaction.

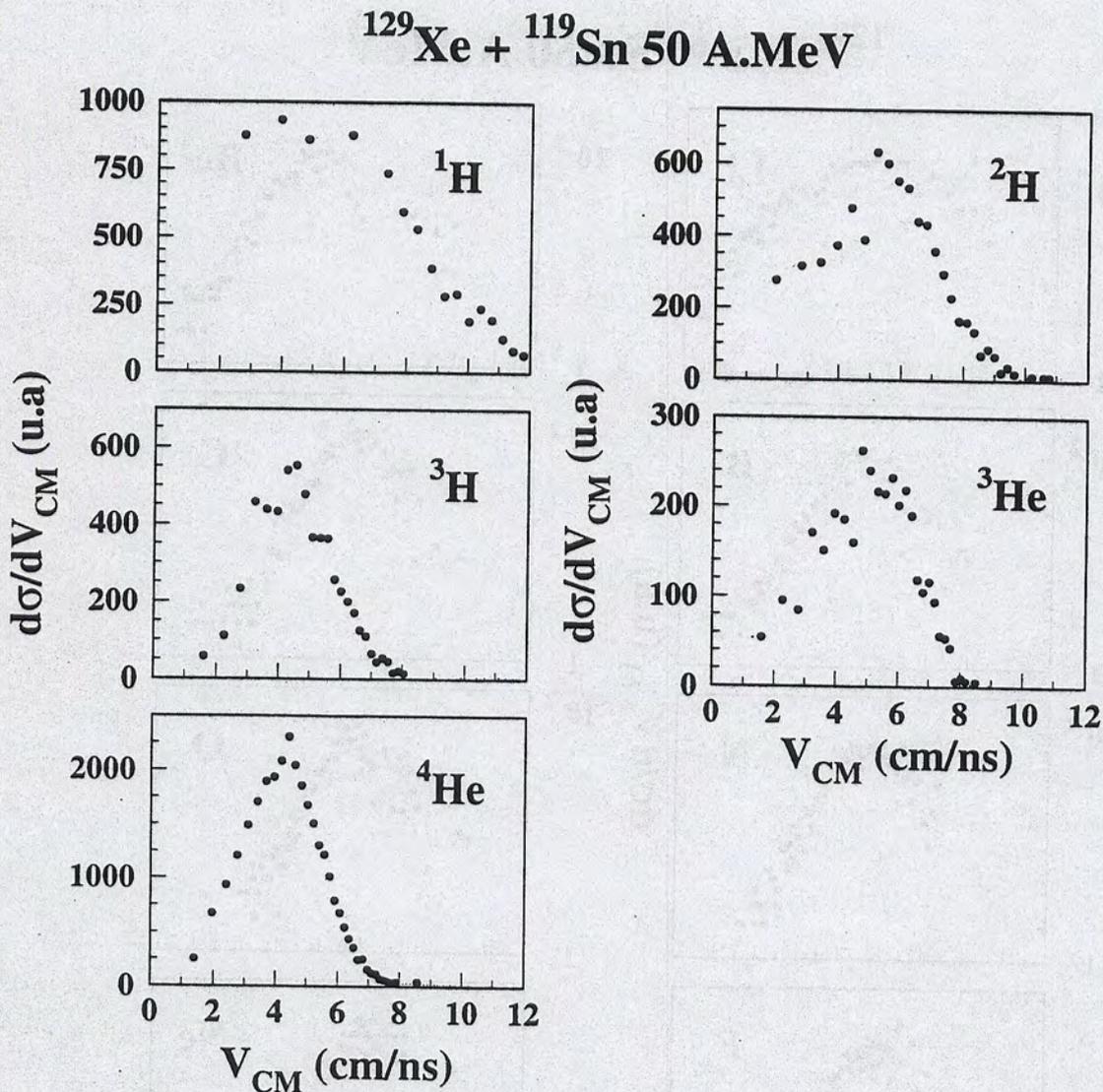


Figure 5.7 : Spectres de vitesses des protons, deutons, tritons, hélium trois et alphas dans le centre de masse de la réaction.

Pour comprendre les différences observées dans les caractéristiques des spectres énergétiques définis à $\theta_{\text{moy}} \approx 29^\circ$ et $\theta_{\text{moy}} \approx 83^\circ$, nous avons soustrait ces deux spectres et converti les énergies résultantes en vitesses. Elles sont par conséquent exprimées dans le centre de masse de la réaction. Sur la figure 5.6, nous présentons pour plusieurs espèces les spectres de vitesses ainsi déterminés. Les spectres des fragments les plus légers (jusqu'à l'oxygène) sont piqués à une valeur de 4.5 cm/ns. Cette vitesse est voisine de celle initiale du projectile dans le centre de masse de la réaction. Cette particularité indique que ces fragments proviennent de la désintégration des rémanents du quasi-projectile. Les vitesses moyennes des

fluors et des néons sont un peu plus faibles et valent 4 cm/ns et 3.75 cm/ns respectivement. Pour ces fragments plus lourds, un mélange de produits émis par le rémanent du quasi-projectile et par la source de fusion incomplète explique certainement ce décalage. La présence de fragments rapides dans les collisions centrales conduisant à la formation d'une source se désintégrant par émission multiple de fragments, a été vue dans la réaction Kr+Au à 60 A.MeV (LOP 93). Quant aux particules légères, il est plus difficile de conclure. Les spectres de vitesse obtenus avec la même méthode sont présentés figure 5.7. Les spectres des tritons et alphas sont centrés sur une valeur de 4.5cm/ns dans le centre de masse de la réaction. Par conséquent, leur origine peut également être attribuée aux rémanents du quasi-projectile. Pour ce qui est des protons, deutons et ^3He , on constate que les spectres sont très larges et il semble que la valeur la plus probable soit proche de 5 - 6cm/ns. Ces particules plus légères sont sans doute à associer à un phénomène hors équilibre ou à des collisions nucléon-nucléon survenues au début de la réaction.

5.1.3 Les distributions de charge.

Pour les événements de la classe H^1 , nous avons observé une faible anisotropie dans la distribution angulaire des fragments de masse intermédiaire (figure 5.1). Afin de comparer les tailles des fragments formant le pic de petits angles à celles des fragments répartis dans la partie plate de la distribution, nous avons construit les distributions des charges détectées dans les huit domaines angulaires précédemment définis (voir paragraphe 5.1.2).

La figure 5.8 montre les distributions de charge correspondant aux huit angles moyens de détection dans le centre de masse de la réaction (voir paragraphe 5.1.2). La distribution symbolisée en trait continu représente celle obtenue à $\theta_{\text{moy}} \approx 83^\circ$. Quelque soit le domaine angulaire, les distributions ont des propriétés quasi identiques : elles présentent des formes décroissantes exponentielles similaires et sont caractérisées par une production très abondante de fragments légers et de tailles moyennes. Les plus gros résidus produits atteignent des charges élevées égales à $Z \approx 25-30$, notamment autour de 90° . Après une étude plus minutieuse, on remarque que les distributions des charges détectées dans l'hémisphère avant du centre de masse de la réaction ($\theta_{\text{moy}} \approx 29^\circ$ et 50°) présentent des taux plus importants dans la région des $2 \leq Z \leq 20$ que celles obtenues dans la zone intermédiaire autour de 90° ($\theta_{\text{moy}} \approx 83^\circ$ et 97°). Bien que le système considéré soit quasi symétrique, les distributions des charges détectées dans l'hémisphère arrière ne sont pas tout à fait similaires à celles obtenues à l'avant. Ce sont certainement les seuils de détection et l'ombre du support de la cible qui en sont la cause.

Il est important de vérifier que le caractère identique de ces distributions n'est pas induit par les collisions les plus dissipatives dans lesquelles la multiplicité des fragments de masse intermédiaire M_{fmi} est la plus importante.

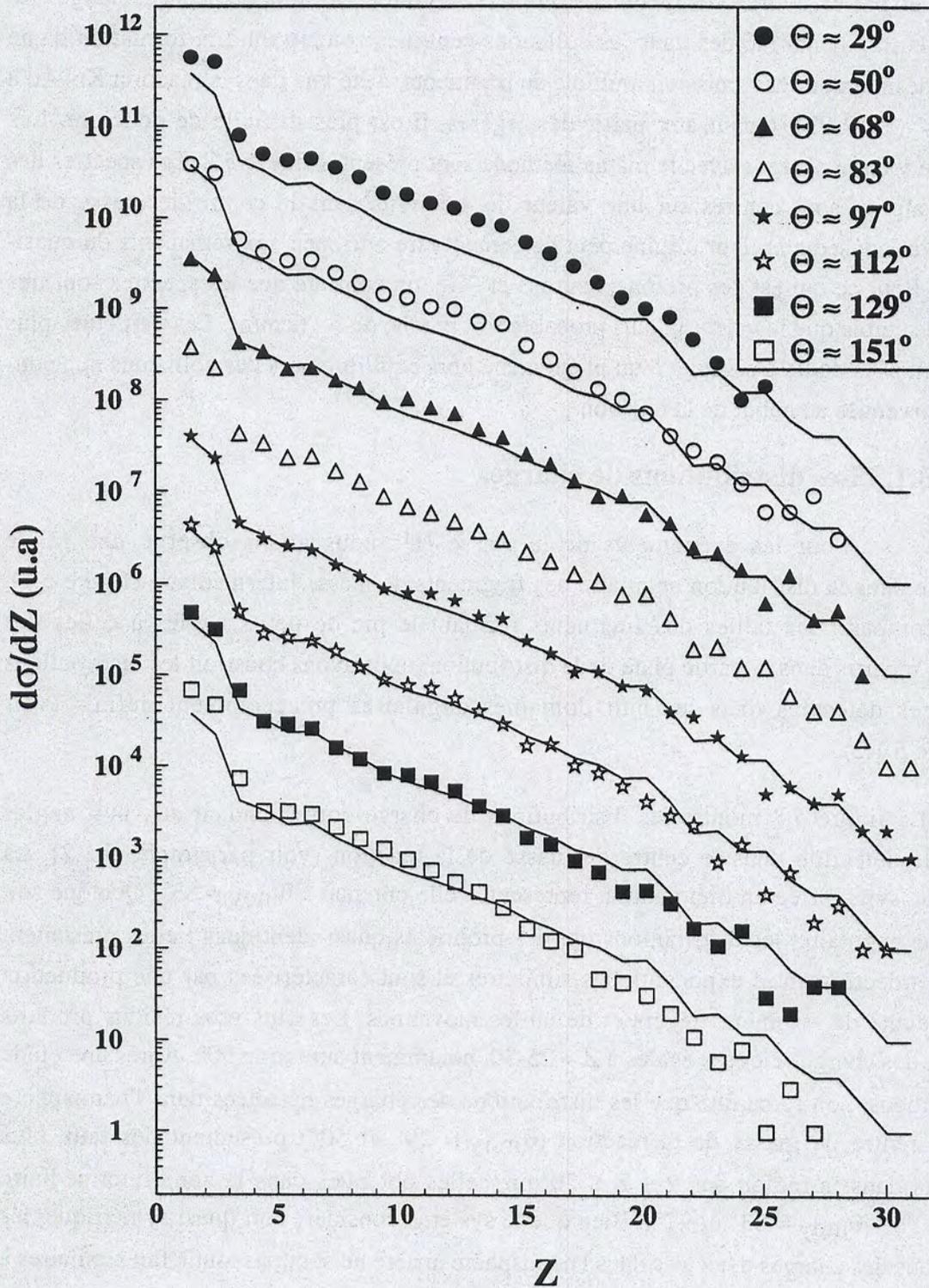
$^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn}$ 50 A.MeV


Figure 5.8 : Distributions de charge des particules émises à huit angles moyens de détection dans le centre de masse de la réaction. La distribution déterminée à $\theta_{\text{moy}} \approx 83^\circ$ est symbolisée en trait continu. Pour plus de clarté, chaque distribution est décalée d'une décade par rapport à la précédente. Aucune normalisation relative n'est appliquée lors de la comparaison avec la distribution de référence de $\theta_{\text{moy}}=83^\circ$.

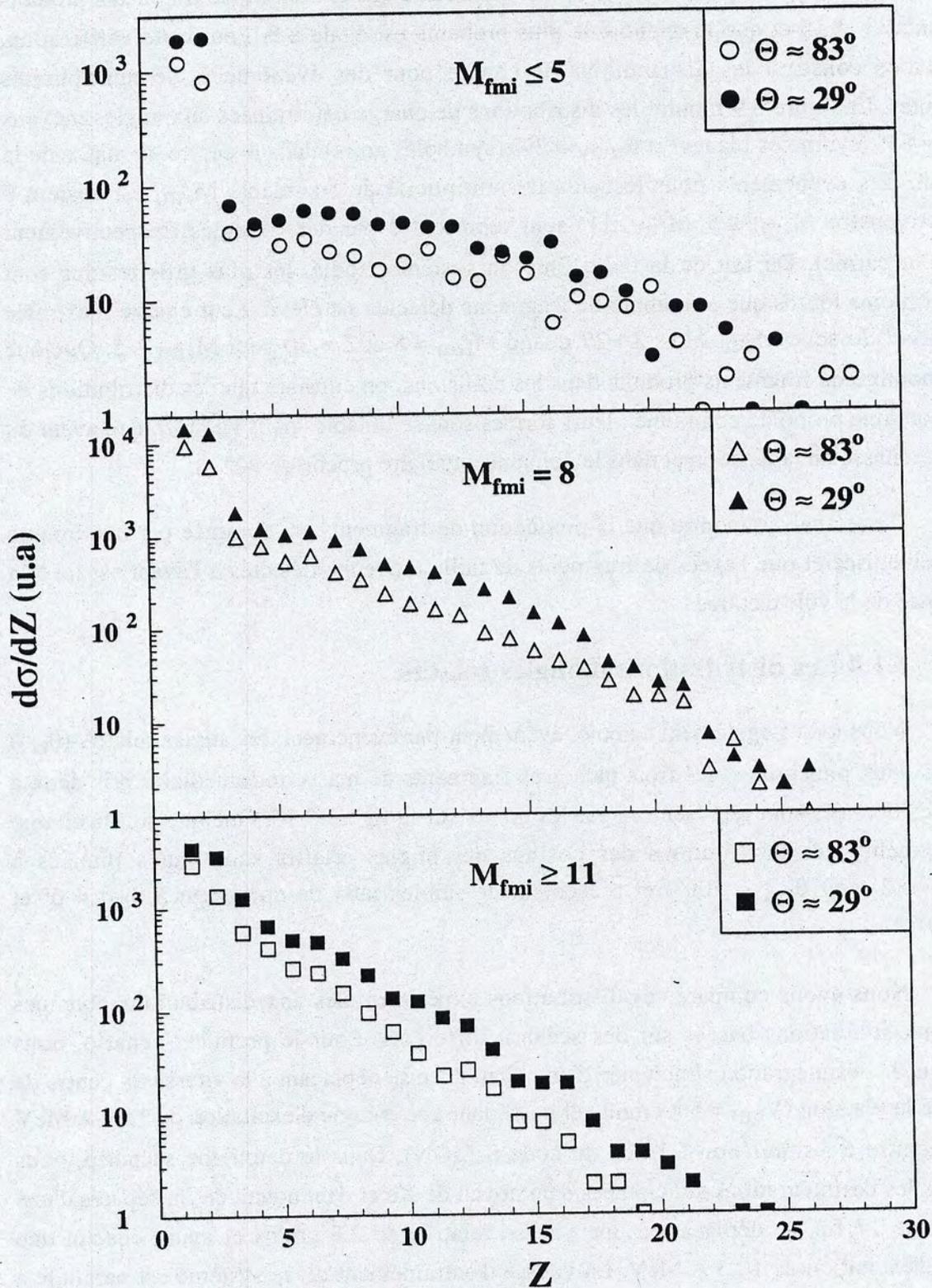
$^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn} \text{ 50 A.MeV}$


Figure 5.9 : Distributions de charge déterminées aux angles moyen $\theta_{moy} \approx 83^\circ$ (symboles blancs) et $\theta_{moy} \approx 29^\circ$ (symboles noirs) dans le centre de masse de la réaction. Les événements pour lesquels la multiplicité de fragments M_{fmi} est égale à 8 ($M_{fmi} \leq 5$, $M_{fmi} \geq 11$) sont représentés par des triangles (cercles et carrés respectivement).

En effet, dans la classe H^1 , nous mélangeons des événements de multiplicités diverses : la distribution présentée figure 4.17 b) montre que le nombre de fragments produits varie entre 3 et 15 et que la quantité la plus probable est égale à 8. Pour cette vérification, nous avons construit les distributions de charge pour des événements de multiplicités différentes. La figure 5.9 montre les distributions de charge déterminées aux angles moyens $\theta_{\text{moy}} \approx 83^\circ$ (symboles blancs) et $\theta_{\text{moy}} \approx 29^\circ$ (symboles noirs) dans le centre de masse de la réaction. Les événements pour lesquels la multiplicité de fragments M_{fmi} est égale à 8 (respectivement $M_{\text{fmi}} \leq 5$, $M_{\text{fmi}} \geq 11$) sont représentés par des triangles (respectivement cercles et carrés). Du fait de la taille finie du système étudié, les plus gros résidus sont d'autant moins lourds que le nombre de fragments détectés est élevé. Leur charge maximale est de $Z \approx 20$ lorsque $M_{\text{fmi}} \geq 11$; $Z \approx 27$ quand $M_{\text{fmi}} = 8$ et $Z \approx 30$ pour $M_{\text{fmi}} \leq 5$. Quelque soit le nombre de fragments produits dans les collisions, on constate que les distributions de charge ont une propriété commune : leurs formes sont semblables dans l'hémisphère avant du centre de masse de la réaction et dans le domaine angulaire proche de 90° .

Cette analyse montre que la production de fragments est dominée par une unique source émettrice et que l'excès de fragments de taille moyenne détectés à l'avant est lié à la rémanence de la voie d'entrée.

5.1.4 Les distributions d'angles relatifs.

Nous avons également calculé, événement par événement, les angles relatifs (θ_{rel}) entre les deux plus gros et les trois plus gros fragments de masse intermédiaire pris deux à deux. Les données sont représentées par les points sur la figure 5.10. Quelque soit la charge des fragments, les distributions des cosinus des angles relatifs sont toutes piquées à $\cos\theta_{\text{rel}} \approx 0.2$ (soit $\theta_{\text{rel}} \approx 100^\circ$) et présentent de faibles taux de comptage à $\theta_{\text{rel}} \approx 0^\circ$ et $\theta_{\text{rel}} \approx 180^\circ$.

Nous avons comparé ces distributions expérimentales aux distributions obtenues avec deux simulations basées sur des scénarii différents. Pour le premier scénario, nous supposons la désintégration simultanée d'un noyau d'Au se déplaçant à la vitesse du centre de masse de la réaction ($V_{\text{cm}} = 5.1$ cm/ns) et possédant une énergie d'excitation de 12.5 A.MeV (voir chapitre 6 : simulation à l'aide du code SIMON). Dans le deuxième scénario, nous simulons les désintégrations simultanées d'un noyau de Xe et d'un noyau de Sn séparés d'une distance de 17 fm, se déplaçant à une vitesse relative de 2.8 cm/ns et ayant chacun une énergie d'excitation de 10.5 A.MeV. La vitesse d'entraînement de ce système est parallèle à l'axe du faisceau et elle est de 5.1 cm/ns dans le laboratoire. Ces différentes grandeurs résultent d'un calcul de simulation de la voie d'entrée de la réaction Xe + Sn à 50 A.MeV, effectué avec le code ENTRANCE à un paramètre d'impact de 1 fm et un temps de 50 fm/c après la séparation des réactants (DUR 95). Pour que la comparaison des données et des

calculs soit directe nous avons sélectionné les événements simulés qui appartiennent à la classe H^1 ($H(2) \leq 0.1$).

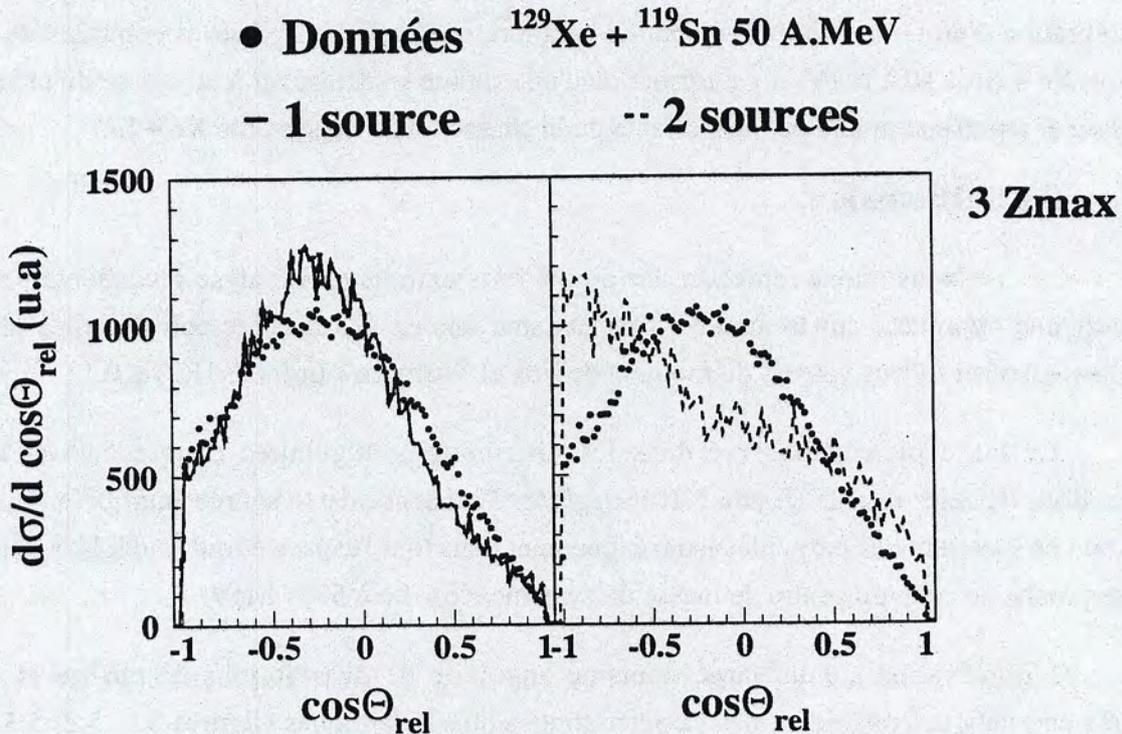


Figure 5.10 : Distributions expérimentales des angles relatifs des trois plus gros fragments (points) et distributions obtenues en simulant la désintégration d'un noyau unique (trait continu) ou de deux sources très rapprochées (pointillé).

Sur la figure 5.10, nous confrontons les distributions expérimentales des angles relatifs des trois plus gros fragments (points), aux distributions obtenues en simulant la désintégration d'une source (trait continu) ou de deux sources très rapprochées (pointillé). Nous constatons que cette dernière hypothèse ne permet pas de reproduire les données expérimentales et que l'hypothèse de la désintégration d'un noyau unique est capable de refléter la distribution expérimentale. Le calcul effectué avec le deuxième scénario (2 sources) donne un taux de comptage important pour les angles relatifs voisins de 180° . Ces grands angles relatifs sont dus aux fragments émis par l'un et l'autre des deux partenaires de la réaction. Les petits angles relatifs proviennent des fragments issus du même noyau émetteur. Contrairement à l'autre calcul, les événements générés dans le cadre du scénario à 2 sources n'ont pas été filtrés par l'acceptance du dispositif expérimental. Afin de vérifier que la faible efficacité d'INDRA à détecter la quasi-cible ou ses résidus lourds n'influe pas sur la présence du pic situé à 180° , nous avons construit les distributions d'angles relatifs pour des événements expérimentaux ayant des valeurs de $H(2) \geq 0.3$ et pour lesquels on observe clairement un caractère binaire (voir figure 4.7). Nous avons constaté que la distribution associée à ces événements expérimentaux présentait également un pic à 180° . INDRA possède donc la capacité de détecter les grands angles relatifs et par conséquent, le calcul non

filtré suffit à montrer que les caractéristiques des événements de $H(2) \leq 0.1$ ne peuvent être expliquées dans le cadre de la désintégration de deux sources très rapprochées. La confrontation des données expérimentales et des événements simulés avec l'hypothèse de la désintégration d'un noyau unique permet de conclure que dans les collisions centrales de la réaction Xe + Sn à 50A.MeV, il y a formation d'une source se déplaçant à la vitesse du centre de masse et représentant une part importante de la charge totale du système Xe + Sn.

5.1.5 Discussion.

Nous allons reprendre les points forts extraits de l'analyse précédente pour proposer une hypothèse sur la nature du mécanisme mis en jeu dans les collisions les plus centrales, associées à des valeurs du moment de Fox et Wolfram d'ordre 2 $H(2) \leq 0.1$.

Le large plateau observé dans les distributions angulaires (figure 5.1) et les distributions d'angles relatifs (figure 5.10) suggèrent l'existence d'une source équilibrée qui se désexcite en émettant des particules isotropiquement dans tout l'espace et qui se déplace à une vitesse proche de celle du centre de masse du système Xe + Sn à 50 A.MeV.

L'observation sur un large domaine angulaire de distributions de charge et de spectres énergétiques possédant des caractéristiques quasi identiques (figures 5.8, 5.2, 5.3 et 5.4) montre que la production des particules et des fragments est dominée par cette source de fusion incomplète ou noyau composite.

La présence de pics à petits et grands angles dans les distributions angulaires ; la forme légèrement différente des distributions de charges détectées dans les hémisphères avant et arrière, et les caractéristiques des spectres de vitesses des tritons, alphas et fragments (figures 5.6 et 5.7), sont autant d'arguments qui suggèrent l'existence de rémanents du quasi-projectile et de la quasi-cible dans les événements associés aux collisions les plus centrales. La présence de rémanents est en accord qualitatif avec l'image de type "participant - spectateur" obtenue dans une description récente des collisions Xe + Sn à 50 A.MeV à l'aide de la dynamique moléculaire (code QMD, GOS 95). L'existence d'un phénomène hors équilibre est également indiquée par les spectres de vitesses des protons, deutons et hélium trois, qui sont très larges.

Nous allons maintenant définir les caractéristiques du noyau composite formé.

5.2. Evaluation des caractéristiques de la source de fusion.

5.2.1 Evaluation de la taille.

Dans les distributions angulaires des particules et des fragments, nous avons constaté la présence d'un large plateau s'étalant entre $\cos\theta_{cm} = -0.5$ et $\cos\theta_{cm} = 0.5$. Nous avons supposé que ces particules provenaient de la désexcitation isotrope d'une source

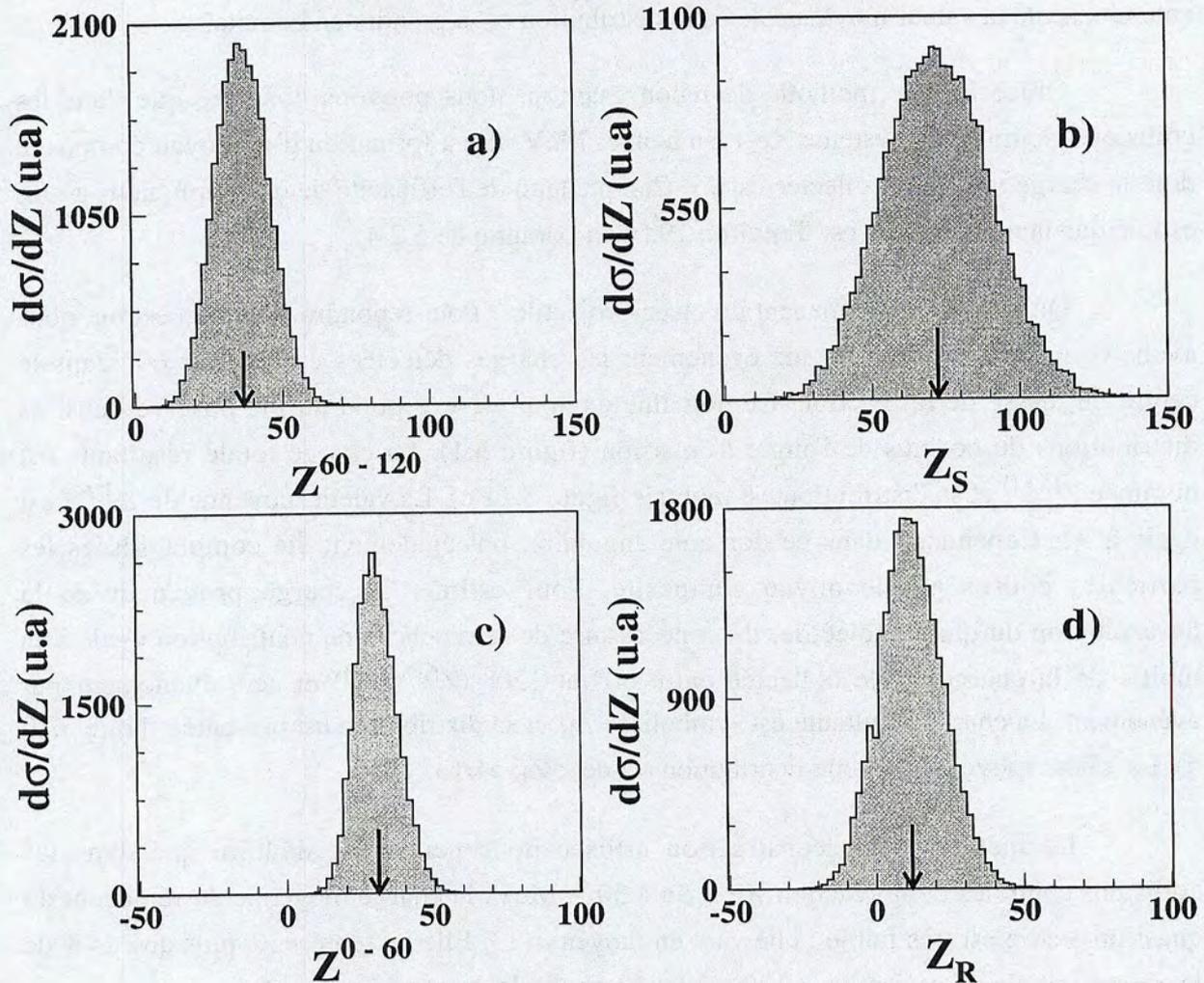
$^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn} \text{ 50 A.MeV}$


Figure 5.11 : a) Distribution de la somme Z^{60-120} des charges collectées entre 60° et 120° dans le repère du centre de masse de la réaction. b) Distribution de la charge Z_S de la source de fusion incomplète. c) Distribution de la somme Z^{0-60} des charges collectées entre 0° et 60° dans le repère du centre de masse de la réaction. d) Distribution de la charge Z_R du rémanent du quasi-projectile.

équilibrée. Pour estimer la taille initiale de cette source, nous commençons par calculer, événement par événement, la somme des charges détectées dans un cône compris entre 60° et 120° dans le repère du centre de masse de la réaction. Nous symbolisons la charge résultante par Z^{60-120} . La distribution obtenue est présentée figure 5.11 a). Nous constatons que la charge collectée est importante : elle a pour valeur moyenne 36.5, ce qui représente une large contribution à la charge totale du système Xe + Sn (35 % environ). On observe également une distribution relativement large. Cet effet s'explique par les fluctuations des différentes voies de désintégration comme l'indique le résultat de simulations que nous avons effectuées. La source émettant des particules dans tout l'espace, il nous faut maintenant extrapoler la charge mesurée dans le domaine angulaire $60^\circ-120^\circ$ au domaine $0^\circ-180^\circ$. Pour cela, nous avons

multiplié Z^{60-120} par un facteur 2, facteur correspondant au rapport des angles solides. Le résultat du calcul est appelé Z_S et la figure 5.11 b) montre la distribution alors déduite. Bien entendu, seule la valeur moyenne de cette distribution est à prendre en compte.

Grâce à cette méthode de reconstruction, nous pouvons conclure que dans les collisions centrales du système Xe + Sn à 50 A.MeV, il y a formation d'un noyau composite dont la charge moyenne collectée est 73. Compte tenu de l'efficacité de détection, nous avons estimé que la taille initiale est d'environ 79 (voir paragraphe 5.2.4).

Qu'en est-il du rémanent du quasi-projectile ? Pour répondre à cette question, nous avons comptabilisé dans chaque événement les charges détectées entre 0° et 60° dans le centre de masse de la réaction. Ce domaine angulaire correspond au pic observé dans les distributions du cosinus de l'angle d'émission (figure 5.1). La charge totale résultante est nommée Z^{0-60} et sa distribution est montrée figure 5.11 c). La valeur moyenne de Z^{0-60} est égale à 31. Cependant, dans ce domaine angulaire, ont également été comptabilisées les particules émises par le noyau composite. Pour estimer la charge provenant de la désexcitation du quasi-projectile, il est nécessaire de retrancher une contribution égale à la moitié de la charge totale collectée entre 60° et 120° (Z^{60-120}) et ceci événement par événement. La charge résultante est symbolisée Z_R et sa distribution est présentée figure 5.10 d). La valeur moyenne de cette distribution est de $\langle Z_R \rangle = 13$.

La méthode de reconstruction utilisée nous permet de déduire que dans les collisions centrales de la réaction Xe + Sn à 50 A.MeV, la charge moyenne du rémanent du quasi-projectile est très faible : elle vaut en moyenne 13. Elle ne représente plus que 24% de la charge initiale du projectile et 12% de la charge totale du système Xe + Sn.

5.2.2 Evaluation de l'énergie d'excitation.

Après avoir reconstitué la charge initiale de la source de fusion, il faut maintenant estimer une autre grandeur nécessaire à la comparaison avec des modèles de désintégration, à savoir, l'énergie d'excitation déposée dans la source de fusion.

Pour cette estimation, nous utilisons la formule suivante qui exprime l'énergie d'excitation d'un noyau chaud (méthode de calorimétrie, CUS 93) :

$$E^* = \sum_{f=1}^{M_f} E_f + \sum_{n=1}^{M_n} E_n - Q + E_{rés}^* \quad (E1)$$

M_f est la multiplicité des particules et fragments chargés émis par le noyau chaud pour dissiper son énergie d'excitation.

M_n est le nombre de neutrons produits au cours de la chaîne de désintégration.

E_f est l'énergie cinétique d'une particule ou d'un fragment dans le référentiel du noyau émetteur.

E_n est l'énergie cinétique d'un neutron dans le référentiel du noyau émetteur.

Q est la différence des excès de masse entre les produits finaux et les produits initiaux.

$E^*_{rés}$ est l'énergie d'excitation résiduelle du noyau chaud. Elle est dissipée par émission de photons et nous la fixons à 2 MeV.

Nous allons reprendre chaque terme de l'expression et expliquer la méthode employée pour le calculer :

De la même manière que nous avons procédé pour évaluer la charge initiale de la source, nous sommions les énergies cinétiques des particules qui sont détectées à des angles appartenant au domaine angulaire compris entre 60° et 120° dans le centre de masse de la réaction.

INDRA ne détectant pas les neutrons, la multiplicité M_n de neutrons émis est obtenue événement par événement en effectuant un bilan en masse : la masse totale initiale de la source de fusion est calculée à partir de la charge initiale Z_s (voir paragraphe 5.2.1), en supposant la conservation du rapport neutron sur proton du système Xe + Sn :

$$A_s = Z_s \left[\frac{(119 + 129) - (50 + 54)}{(50 + 54)} + 1 \right]$$

La masse finale, sous forme de particules et fragments chargés, est calculée à partir des charges (Z_f) des particules détectées entre 60° et 120° et l'emploi de la formule de masse suivante :

$$\sum_{f=1}^{M_f} A_f = \sum_{f=1}^{M_f} (2.08 Z_f + 0.0029 Z_f^2)$$

Cette formule semi-empirique est déduite de données expérimentales (CHA 88) et tient compte du fait que les noyaux résultant de la désintégration par émission de particules n'appartiennent pas à la vallée de stabilité. Cette formule a été obtenue grâce aux mesures réalisées sur les masses des particules issues de la désintégration de divers noyaux composés à différentes énergies d'excitation.

La multiplicité de neutrons émis dans le domaine angulaire 60° - 120° est donc évaluée à partir de l'expression :

$$M_n = \frac{A_s}{2} - \sum_{f=1}^{M_f} A_f$$

La masse A_S est divisée par un facteur 2 pour que tous les termes de la formule (E_1) soient estimés par rapport au même domaine angulaire 60° - 120° . Ce domaine correspond à la moitié de l'angle solide considéré pour l'évaluation de Z_S et par conséquent de A_S .

Connaissant le nombre M_n de neutrons produits, leur énergie cinétique est déduite de l'énergie cinétique moyenne des M_p protons détectés entre 60° et 120° , corrigée de l'énergie coulombienne :

$$\sum_{n=1}^{M_n} E_n = \frac{M_n}{M_p} \sum_{p=1}^{M_p} E_p - 3.5 M_n$$

Enfin, en ce qui concerne le bilan Q en excès de masse, ceux-ci sont calculés à partir de la formule de goutte liquide proposée par Seeger et Prisho (SEE 67).

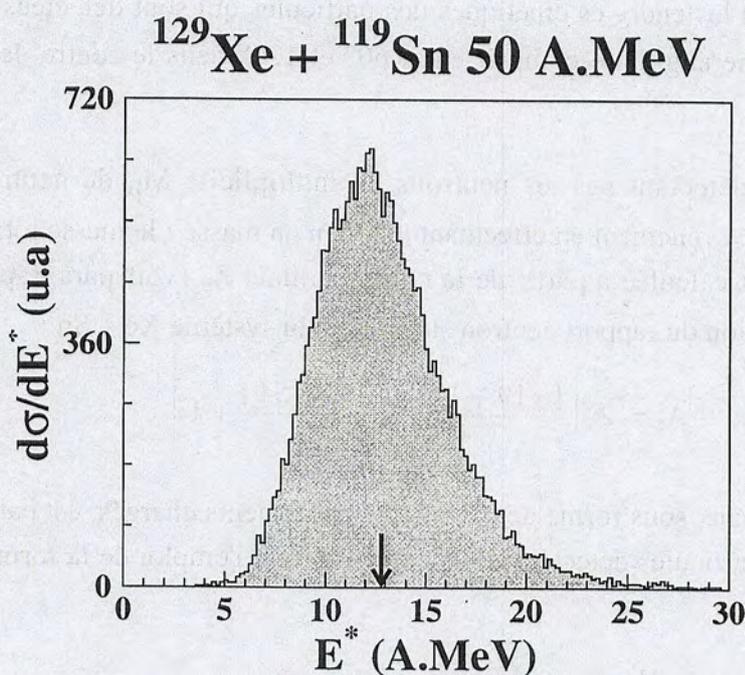


Figure 5.12 : *Distribution de l'énergie d'excitation de la source de fusion incomplète.*

La figure 5.12 montre la distribution d'énergie d'excitation obtenue avec le calcul des différents termes exposés ci-dessus. La largeur de la distribution est liée en grande partie à la méthode de reconstruction employée (voir paragraphe 5.2.4). Aussi, elle n'est pas à considérer comme une distribution en énergie d'excitation du noyau composite ; seule la valeur moyenne de la distribution est à prendre en compte.

Avec cette estimation, on déduit donc que la valeur moyenne de l'énergie d'excitation de la source de fusion formée dans les collisions centrales de la réaction $\text{Xe} + \text{Sn}$ à 50 A.MeV est de 12.5 A.MeV. Cette valeur est très élevée mais une énergie d'excitation comparable, également évaluée par calorimétrie, a déjà été observée dans les collisions

centrales d'un système plus léger Zn + Ti (STE 95). Les caractéristiques des particules et fragments indiquent que le système aurait atteint un certain degré d'équilibre. Une analyse plus précise de ces espèces permettra peut-être d'affiner cette conclusion et d'étudier la nature de cette énergie d'excitation : est-elle seulement thermique ou bien présente-t-elle une composante de compression ?

5.2.3 Evaluation des caractéristiques de la chaîne de désexcitation.

Les charges et les multiplicités des particules et fragments produits dans la désintégration de la source de fusion excitée constituent d'autres contraintes sévères pour la comparaison aux modèles.

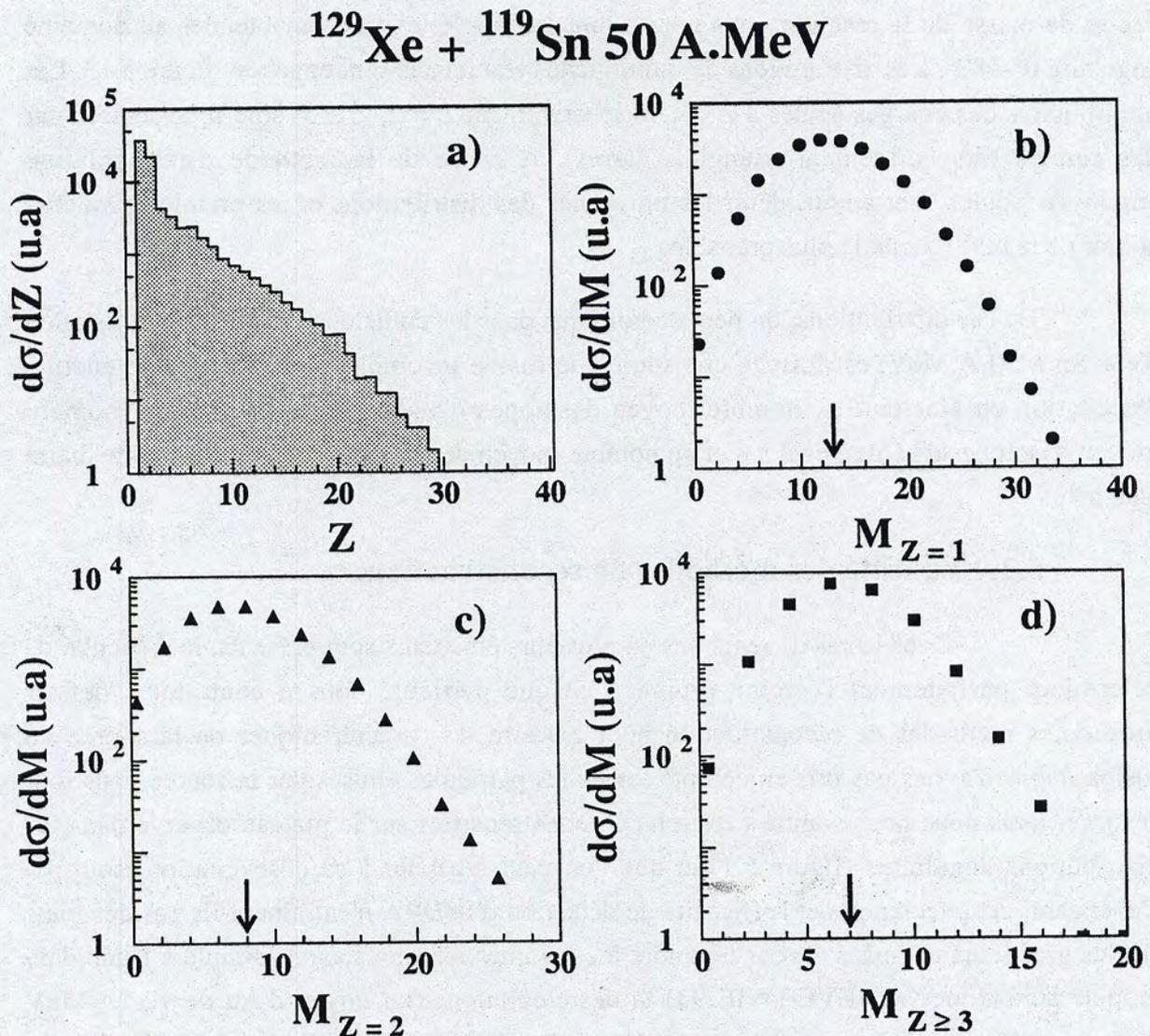


Figure 5.13 : a) Distribution de charge des produits de désexcitation de la source de fusion incomplète. b) Multiplicité des isotopes d'hydrogène. c) Multiplicité des isotopes d'hélium. d) Multiplicité des fragments de masse intermédiaire

La distribution de charges de ses produits de désexcitation est obtenue avec les particules peuplant la partie plate des distributions du cosinus de l'angle d'émission (figure 5.1). La distribution résultante est montrée figure 5.13 a). Sa forme exponentielle décroissante est caractéristique d'un grand dépôt en énergie d'excitation. De plus, on constate que la source de fusion se désintègre en émettant une quantité importante de fragments légers et de tailles moyennes et que les résidus les plus lourds atteignent des charges égales $Z \approx 25-30$.

Nous avons également déterminé les multiplicités des isotopes d'hydrogène, d'hélium et des fragments de masse intermédiaire avec la méthode déjà employée pour l'estimation de la charge initiale de la source de fusion (voir paragraphe 5.2.1). Nous avons d'abord compté, événement par événement, les nombres de particules de charge égale à $Z=1$, $Z=2$ et $Z \geq 3$ lorsqu'elles sont émises à des angles variant entre 60° et 120° dans le repère du centre de masse de la réaction, puis nous avons extrapolé les valeurs obtenues au domaine angulaire $0^\circ-180^\circ$. Les distributions de multiplicités résultantes sont exposées figure 5.13. Les multiplicités des charges égales à $Z=1$ (respectivement $Z=2$, $Z \geq 3$) sont représentées par des cercles (respectivement triangles, carrés). A cause de la méthode d'extrapolation employée, seules sont à considérer les moyennes des distributions et les premières valeurs autour de la multiplicité la plus probable.

De ces distributions, on peut déduire que dans les collisions centrales de la réaction $\text{Xe} + \text{Sn}$ à 50 A.MeV, est formée une source de fusion incomplète qui dissipe son énergie d'excitation en émettant un nombre moyen d'isotopes d'hydrogène égal à 13, un nombre moyen d'isotopes d'hélium égal à 8 et un nombre moyen de fragments de masse intermédiaire égal à 7.

5.2.4 Validité des méthodes de reconstruction.

Dans le cas de réactions où plusieurs émetteurs sont présents, la difficulté de déterminer parfaitement l'origine propre à chaque particule nous a contraint à définir différentes méthodes de reconstruction pour extraire les caractéristiques de la source de fusion. Nous n'avons pas pris en compte toutes les particules émises par la source dans tout l'espace, mais nous nous sommes restreint à celles réparties sur le plateau observé dans les distributions angulaires (figure 5.1) et que l'on peut attribuer à sa désexcitation isotrope. Cependant, cette technique et l'efficacité de détection d'INDRA n'entraînent-ils pas des biais sur les grandeurs estimées ? Pour répondre à cette question, nous avons simulé à l'aide d'un modèle statistique GENEVE (WIE 93) la désintégration d'un noyau d'Au de 12.5A.MeV d'énergie d'excitation et se déplaçant à 5.1 cm/ns dans le laboratoire. Après filtrage des événements par le dispositif expérimental, nous avons reconstitué les caractéristiques de la source émettrice en employant les méthodes utilisées pour les données expérimentales. L'objet de cette simulation n'est pas de valider le modèle mais d'avoir un outil permettant d'être le plus proche possible des distributions de charge et de vitesse expérimentales. Pour

obtenir un taux de production de fragments comparable aux données expérimentales, nous avons augmenté par un facteur arbitraire la probabilité d'émettre un fragment pour toutes les étapes. Les résultats obtenus montrent que ces techniques induisent une distribution de la charge initiale Z_S et de l'énergie d'excitation E^* de la source reconstituée. Ces observations excluent donc la possibilité de découper les distributions expérimentales pour étudier les propriétés du noyau composite en fonction de sa charge ou de son énergie d'excitation. Cependant, nous avons noté que la valeur moyenne de la distribution en énergie d'excitation (de largeur à mi hauteur ± 2 A.MeV) demeure voisine (à ≈ 0.5 A.MeV près suivant les hypothèses) au paramètre d'entrée du calcul. On peut donc avoir confiance en la valeur expérimentale extraite. De plus, la distribution de la somme des charges détectées entre 60° - 120° se confond avec la distribution expérimentale (figure 5.11 a) : elles sont toutes deux piquées à $Z^{60-120} = 36$ et présentent des largeurs à mi-hauteur similaires (± 12). Après correction de l'efficacité de détection, nous déduisons que le noyau composite mis en évidence dans les événements de la classe H^1 , est formé avec une charge initiale très voisine de 79. Nous avons également constaté que les distributions de multiplicités des fragments et des particules sont élargies mais que leurs valeurs moyennes sont correctement reproduites. Les valeurs moyennes des distributions expérimentales sont donc significatives. Nous avons aussi vérifié que les grandeurs extraites étaient insensibles à un écart de ± 0.2 cm/ns sur la détermination de la vitesse du noyau émetteur. Nous considérerons donc que la source de fusion incomplète formée dans les collisions centrales de la réaction $Xe + Sn$ à 50 A.MeV se déplace à 5.1 cm/ns dans le laboratoire.

5.2.5 Tableau récapitulatif.

Dans les collisions centrales de la réaction $Xe + Sn$ à 50 A.MeV, nous avons isolé un noyau composite de charge Z_S et de masse A_S , formé avec une énergie d'excitation E^* et qui se désintègre en émettant $MZ=1$ isotopes d'hydrogène, $MZ=2$ isotopes d'hélium et $MZ \geq 3$ fragments de masse intermédiaire. Les valeurs moyennes des grandeurs extraites de l'analyse sont reportées dans le tableau suivant :

Z_S	A_S	E^* (A.MeV)	$MZ=1$	$MZ=2$	$MZ \geq 3$
79	197	12.5	13	8	7

Les valeurs moyennes de Z_S et A_S sont corrigées de l'efficacité de détection d'INDRA.

5.2.6 Section efficace.

Le mécanisme de formation d'un système composite, mis en évidence dans les collisions centrales de la réaction $Xe + Sn$ à 50 A.MeV, représente quel pourcentage de la section efficace totale de réaction ?

Le nombre d'événements de $H(2) \leq 0.1$ représente 5 % des événements satisfaisant les critères de complétude définis sur la charge totale et l'impulsion totale mesurées (voir Chapitre 3). Ces derniers représentent 12.5 % de la totalité des événements enregistrés en multiplicité $M \geq 4$. Les événements classés dans le sous-ensemble H^1 représentent donc 0.625% de l'ensemble des événements collectés.

Dans l'approximation géométrique, la section efficace totale de réaction σ_R est calculée avec l'expression suivante :

$$\sigma_R = \pi b_{\max}^2$$

$$\text{avec } b_{\max} = R_{Xe} + R_{Sn} \quad \text{et} \quad R_{Xe} = r_0 A_{Xe}^{1/3} \quad A_{Xe} = 129 \quad r_0 = 1.22 \text{ fm}$$

$$R_{Sn} = r_0 A_{Sn}^{1/3} \quad A_{Sn} = 119$$

b_{\max} est le paramètre d'impact maximal. Il est égal à la somme des rayons des noyaux projectile et cible, R_{Xe} et R_{Sn} respectivement. Ceux-ci sont calculés avec les masses atomiques A_{Xe} et A_{Sn} et le rayon réduit r_0 .

$$\text{on a donc} \quad \sigma_R = 4650 \text{ mb}$$

$$\text{on en déduit} \quad \sigma_{FI} = 30 \text{ mb}$$

Dans la réaction $Xe + Sn$ à 50 A.MeV, la section efficace du processus de formation d'un composite représente $\sigma_{FI} = 30$ mb. Cependant, cette valeur est une valeur minimale puisque nous avons découpé arbitrairement la distribution du moment d'ordre deux par pas de 0.1 et que ce mécanisme peut être présent dans des classes supérieures à la classe H^1 considérée pour cette évaluation. Comment mettre en évidence l'existence de ce même processus dans des événements de $H(2) > 0.1$? L'angle de flot θ_{flot} , qui lorsqu'il est supérieur à 45° signe la perte de mémoire de la voie d'entrée (LAF 95), nous semble être un outil efficace pour répondre à cette question (annexe 1). Nous avons donc sélectionné les événements pour lesquels $\theta_{flot} \geq 45^\circ$ et comparé leurs caractéristiques à celles des événements classés dans le sous-ensemble H^1 et conditionnés de la même façon avec θ_{flot} .

La figure 5.14 montre les corrélations charge-vitesse des événements possédant un angle de flot supérieur ou inférieur à 45° et isolés dans les quatre premières classes de $H(2)$. On constate que les formes des distributions de $\theta_{flot} \geq 45^\circ$ sont très similaires : elles sont toutes triangulaires avec une extension en charge minimale au niveau des vitesses du projectile et de la cible, et une accumulation des produits les plus lourds autour de la vitesse du centre de masse de la réaction. De plus, les valeurs moyennes quasi-identiques des distributions de multiplicité totale M_{tot} montrent que la quantité d'énergie dissipée dans les événements de $\theta_{flot} \geq 45^\circ$ est équivalente (figure 5.15). Pour ces événements, les distributions angulaires des fragments dans le centre de masse de la réaction présentent une même partie

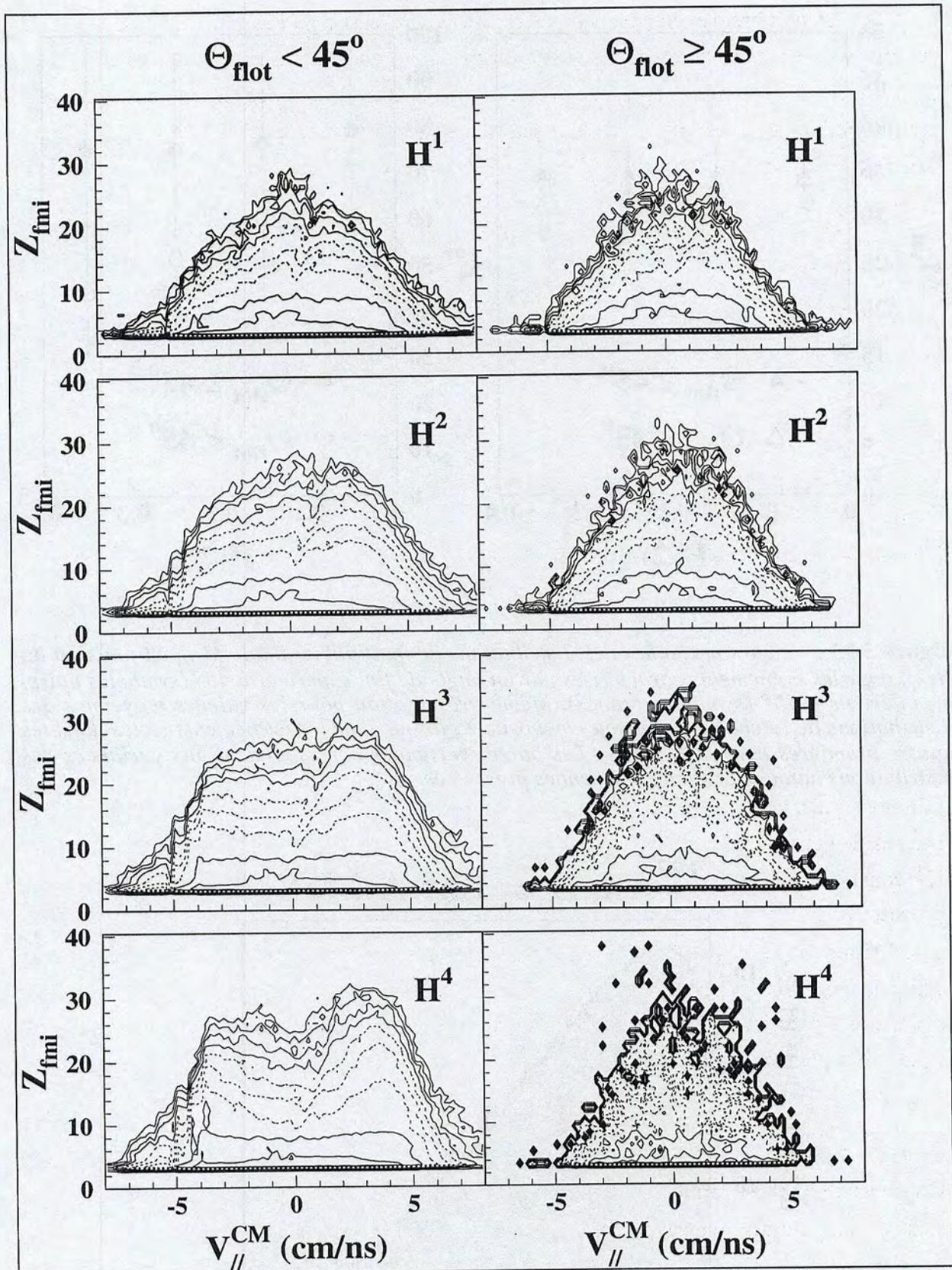


Figure 5.14 : Corrélations charges-velocites des événements possédant un angle de flot supérieur à 45° (à droite) ou inférieur à 45° (à gauche) et isolés dans les quatre premières classes de $H(2)$.

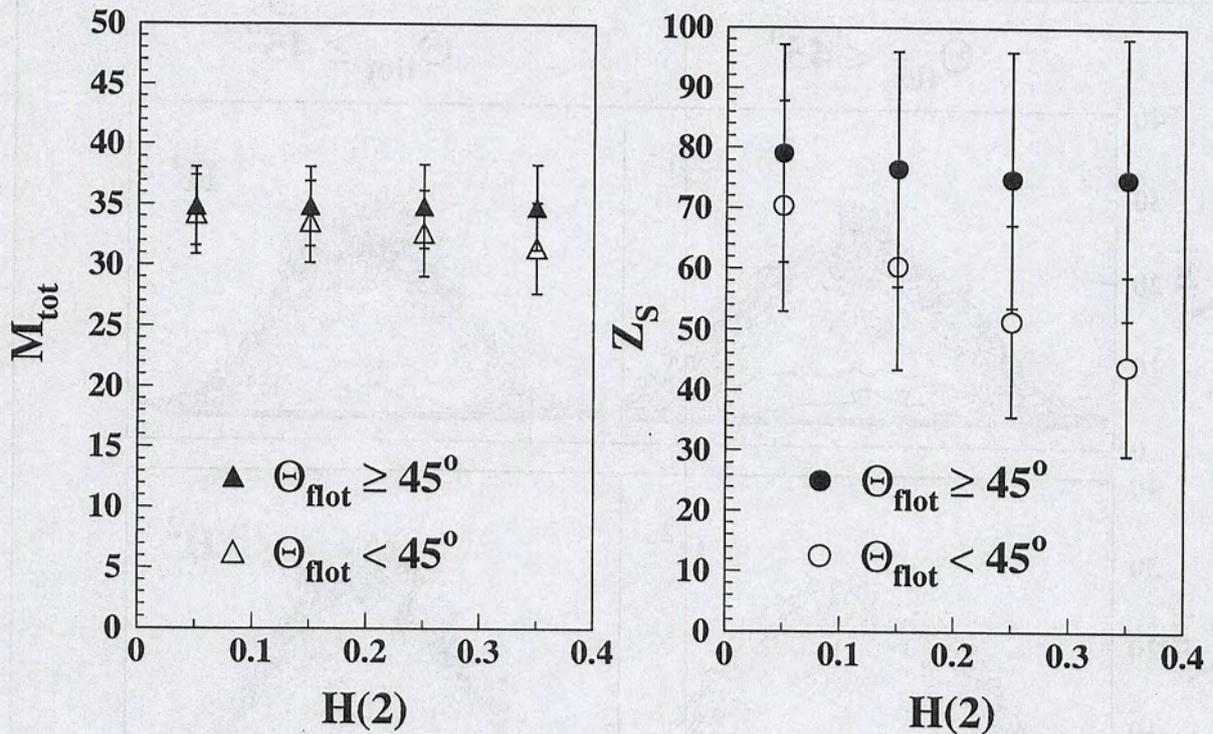


Figure 5.15 : Valeurs moyennes des distributions de multiplicité totale M_{tot} en fonction du $H(2)$, pour les événements caractérisés par un angle de flot supérieur à 45° (symboles noirs) ou inférieur à 45° (symboles blancs). Même présentation pour les valeurs moyennes des distributions de la charge du noyau composite Z_s formé dans les événements isolés dans les quatre premières classes de $H(2)$. Les barres verticales correspondent aux variances des distributions autour des valeurs moyennes présentées.

^{197}Au , $E^* = 12.5 \text{ A.MeV}$

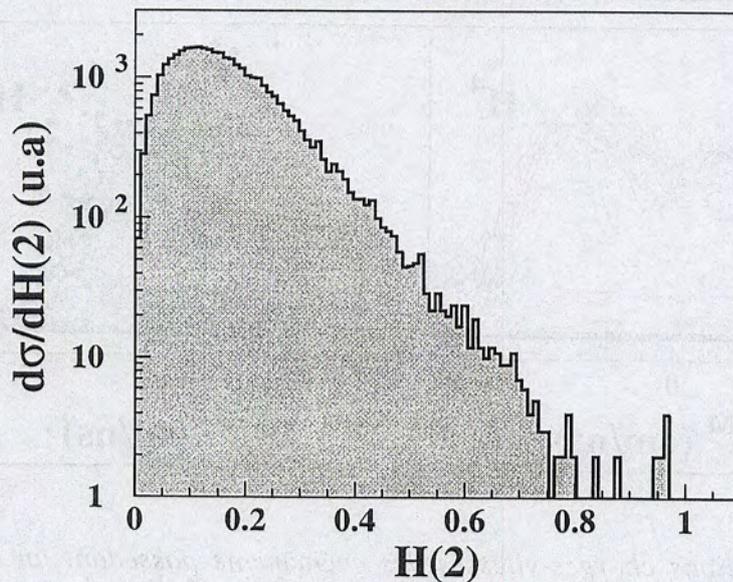


Figure 5.16 : Distribution du moment d'ordre deux des événements simulés et filtrés.

plate qui suggère la présence d'une source se désexcitant isotropiquement dans l'espace. Nous avons évalué la charge de cette source de fusion incomplète avec la méthode développée paragraphe 5.2.1. Les résultats présentés figure 5.15 montrent qu'à l'aide de l'angle de flot, nous avons isolé des réactions associées à la formation d'un noyau composite identique, caractérisé par une charge de 79. Cette analyse prouve l'existence du mécanisme de fusion incomplète dans des événements autres que ceux de plus petits H(2). Cependant, l'angle de flot n'est pas suffisant pour isoler la totalité des réactions correspondant à ce processus puisque la distribution de l'angle de flot est piquée à de petites valeurs du fait de la présence de rémanents du projectile et de la cible. Sélectionner les événements possédant un angle de flot supérieur à 45° revient à ne prendre en compte qu'une faible contribution de ce mécanisme et par conséquent, cela ne résoud pas le problème de l'évaluation de la section efficace liée à ce processus. Nous nous sommes alors tourné vers les résultats donnés par des simulations. A l'aide d'un code présenté chapitre 6 (SIMON), nous avons simulé la désexcitation isotrope d'un noyau d'Au se déplaçant à la vitesse du centre de masse de la réaction et ayant une énergie d'excitation de 12.5 A.MeV. Nous avons filtré les événements avec le dispositif expérimental, sélectionné ceux qui répondent aux critères de complétude et calculé le moment H(2) pour chacun d'eux. Nous avons constaté que cette simulation conduit à une distribution naturelle de H(2) présentée figure 5.16. Elle est piquée à 0.1 et décroît ensuite rapidement. Ce fait est cohérent avec les données expérimentales qui montrent que certains événements de H(2) supérieurs à 0.1 sont associés au même processus de fusion incomplète. Sur cette base, nous pouvons calculer les facteurs correctifs à appliquer à la section efficace de 30 mb estimée dans un premier temps :

Sur 30000 événements générés, environ 70% des événements satisfont les critères de complétude. Le premier facteur correctif tient donc compte de l'efficacité de détection d'INDRA. Il vaut :

$$C_1 = 1.4$$

Sur cet ensemble d'événements filtrés, environ 6000 événements ont un $H(2) \leq 0.1$. Le deuxième facteur correctif tient donc compte de la distribution naturelle du moment d'ordre deux de Fox et Wolfram. Il a pour valeur :

$$C_2 = 3.58$$

Le facteur correctif total à appliquer est donc égal à 5.

A l'aide de la simulation, on déduit que pour la réaction $Xe + Sn$ à 50 A.MeV, la section efficace du processus de fusion incomplète représente 150 mb, soit 3% de la section efficace totale de réaction.

CHAPITRE 6

**MODE DE DESINTEGRATION DANS LES COLLISIONS
CENTRALES**

Mode de désintégration dans les collisions centrales.

6.1. Le choix des générateurs d'événements.

Dans le chapitre précédent, l'analyse des caractéristiques des distributions de charges, des spectres énergétiques et des distributions angulaires des fragments et particules légères nous a permis de mettre en évidence la formation d'une source équilibrée dans les collisions centrales de la réaction $\text{Xe} + \text{Sn}$ à 50 A.MeV. Nous voulons à présent apporter des informations sur le mode de désintégration. Doit-il être considéré comme un processus en plusieurs cassures séquentielles ou au contraire comme une multifragmentation simultanée ? La désexcitation est-elle purement thermique ou bien y a-t-il évidence expérimentale d'une composante collective signant par exemple un phénomène de compression ? Pour répondre à ces différentes questions, nous allons confronter les données expérimentales aux prédictions de deux générateurs d'événements qui sont : d'une part EUGENE (DUR 92), utilisé dans son option de désintégration d'une source unique ; et d'autre part SIMON (DUR 95). Les différentes hypothèses et calculs effectués dans ces deux générateurs sont développés en annexe. Avec ces deux codes, nous simulerons la désexcitation de la source de fusion incomplète dont nous avons estimé les caractéristiques dans le chapitre précédent.

Dans le code statistique EUGENE, le noyau excité se désintègre en plusieurs étapes successives dont chacune est décrite par un formalisme statistique de cassures binaires séquentielles. L'évaporation de particules légères et l'émission de fragments sont traitées par la méthode de l'état transitoire (MOR 75, SWI 83). D'autre part, nous avons utilisé une version du code décrivant explicitement l'évolution temporelle du système en calculant les trajectoires des particules et fragments en interaction coulombienne. Il s'agit là d'une différence avec un calcul standard dans lequel le traitement séquentiel strict suppose implicitement un temps suffisamment long entre chaque étape. Cette hypothèse est sans doute réaliste à basse énergie d'excitation mais douteuse pour les dépôts que nous avons observés. Dans notre simulation il y a donc un temps fini non nul entre chaque émission de fragment ou particule, ce temps augmentant à mesure que se déroule la cascade et que le noyau se refroidit. Dans le modèle le temps est relié à la largeur partielle de désintégration. Finalement, l'énergie d'excitation de la source est purement thermique et les énergies cinétiques reflètent l'interaction coulombienne et la composante thermique.

Une autre tentative d'interprétation des données a été entreprise en simulant la désintégration d'un noyau d'Au à 12.5 A.MeV d'énergie d'excitation à l'aide du générateur d'événements de multifragmentation simultanée WIX (RAN 93). Ce générateur permet de calculer dans un formalisme statistique les différentes partitions de fragmentation d'un système à la configuration de freeze-out, d'ajouter arbitrairement une composante d'expansion

collective, et de suivre les trajectoires coulombiennes des fragments. C'est donc, à priori, un outil bien adapté à notre étude. Cependant les résultats obtenus avec ce générateur montrent une quasi-explosion du noyau initial. Si les multiplicités de protons sont légèrement plus élevées (+20%) que les données, la multiplicité des $Z=2$ est plus grande (13 au lieu de 8) et seuls des fragments très légers sont observés. Dans le générateur le taux de production décroît d'un facteur 1000 entre Li et Ne alors qu'expérimentalement la diminution n'est que d'un facteur 5 ! Cette brusque décroissance des taux de production théorique a été également observée dans la désintégration d'un noyau de masse $A=60$ à 11 A.MeV d'énergie d'excitation isolé dans les collisions centrales de la réaction Zn + Ti (STE 95). Cependant, pour ce système, l'accord global est plus satisfaisant que celui que nous observons avec nos données. Par conséquent ce générateur ne nous permet pas d'exploiter les différentes observables expérimentales dont nous disposons. D'autres études auraient pu être lancées mais cela entraînerait des efforts qui dépassaient le cadre de cette thèse. C'est pour cette raison que nous avons décidé d'être pragmatique et d'utiliser un modèle phénoménologique.

Le scénario du code SIMON suppose la désintégration d'une source constituée de N préfragments dont le nombre est à ajuster pour reproduire les données expérimentales. Les masses des préfragments sont tirées aléatoirement sur la masse initiale de la source excitée mais la configuration est rejetée lorsqu'au moins un des préfragments a une masse inférieure à une valeur A_{min} . Ces préfragments sont séparés d'une distance de 2 fermis et placés de telle façon que leur configuration spatiale de départ soit contenue dans une sphère ou dans un volume se rapprochant le plus possible d'une sphère. Le bilan énergétique est alors effectué et l'énergie d'excitation résiduelle est distribuée sur les fragments en supposant un partage dans le rapport des masses (même température des fragments). Tous ces fragments sont donc émis en même temps et leur désintégration est ensuite traitée avec le formalisme utilisé dans le code séquentiel décrit plus haut (code EUGENE). Les trajectoires des préfragments sont résolues en tenant compte de l'interaction coulombienne et les émissions secondaires (fragmentation et évaporation) sont autorisées en "vol" ce qui permet de conserver les corrélations spatio-temporelles entre tous les produits de désintégration. D'autre part, le simulateur permet d'étudier ce que deviennent les caractéristiques de la désintégration lorsqu'on gèle arbitrairement une fraction de l'énergie d'excitation en une énergie collective radiale (que nous appellerons également énergie d'expansion isotrope). La méthode consiste alors à trouver la fraction qui permet d'expliquer les données de manière phénoménologique. Cette fraction est évidemment exclue du bilan lorsqu'on estime l'énergie d'excitation résiduelle dans les fragments, mais elle est prise en compte dans le calcul des trajectoires. Bien entendu cette simulation est une simplification grossière du processus puisque seules les configurations à nombre total fixé de préfragments de tailles supérieures à A_{min} sont considérées. Une description plus sophistiquée ne devrait contraindre ni le nombre de préfragments, ni leur taille et devrait calculer les poids statistiques relatifs des différentes configurations. Nous pensons néanmoins que SIMON permet une "mimique" satisfaisante

d'un scénario plausible de désintégration simultanée, à condition de choisir le nombre de préfragments N et la taille minimale A_{\min} de façon à reproduire le comportement moyen du phénomène. Ces choix sont fixés en requérant un accord raisonnable avec les multiplicités moyennes et les distributions de charges expérimentales.

Pour que la comparaison des données et des simulations soit directe, nous avons filtré les événements simulés par l'acceptance du dispositif expérimental, puis nous avons retenu ceux qui remplissent les critères de complétude mentionnés chapitre 3. Enfin, nous avons sélectionné ceux qui ont un moment de Fox et Wolfram $H(2)$ inférieur à 0.1. Cette dernière contrainte est nécessaire puisque nous avons signalé au chapitre 5 que les événements simulant la désintégration isotrope d'une source excitée présentent une distribution en $H(2)$.

Dans ce chapitre, nous commençons par présenter les paramètres d'entrée injectés dans les modèles de façon à reproduire les distributions de charges et les distributions de multiplicités expérimentales, puis nous comparons des variables cinématiques telles que les vitesses et angles relatifs ainsi que les spectres énergétiques des particules légères et fragments.

6.2. Multiplicités et distribution de charges.

Dans le chapitre 5, nous avons déterminé les caractéristiques du noyau composite formé dans les collisions centrales de la réaction $\text{Xe} + \text{Sn}$ à 50 A.MeV. Nous avons établi que sa vitesse moyenne est de 5.1 cm/ns dans référentiel du laboratoire et, à l'aide des distributions angulaires, nous avons estimé que sa charge moyenne correspond à celle d'un noyau d'Au (paragraphe 5.2.1). D'une analyse basée sur la calorimétrie, nous avons déduit que son énergie d'excitation moyenne est de $E^*=12.5$ A.MeV (paragraphe 5.2.2).

Le meilleur accord global entre les données expérimentales et les prédictions théoriques des générateurs d'événements EUGENE et SIMON est obtenu en fixant les paramètres d'entrée aux valeurs citées ci-dessous.

Pour le modèle séquentiel EUGENE, la charge de la source de départ est fixée à $Z=79$, sa masse à 197 et elle se déplace à une vitesse de 5.1 cm/ns dans le référentiel du laboratoire. Nous avons tout d'abord effectué un calcul en supposant une énergie d'excitation de 12.5 A.MeV. Nous avons constaté que cela conduisait à une multiplicité trop élevée de fragments et de particules légères, une production importante de lithium et une reproduction médiocre de la distribution de charges. Afin d'améliorer l'accord avec les résultats expérimentaux, nous avons diminué arbitrairement l'énergie d'excitation de la source à 10.5A.MeV. Les prédictions du calcul sont alors acceptables et de plus comparables aux

résultats obtenus avec le modèle simultané (SIMON). On peut ainsi tester le rôle de deux évolutions temporelles différentes menant à une distribution finale de charges équivalente.

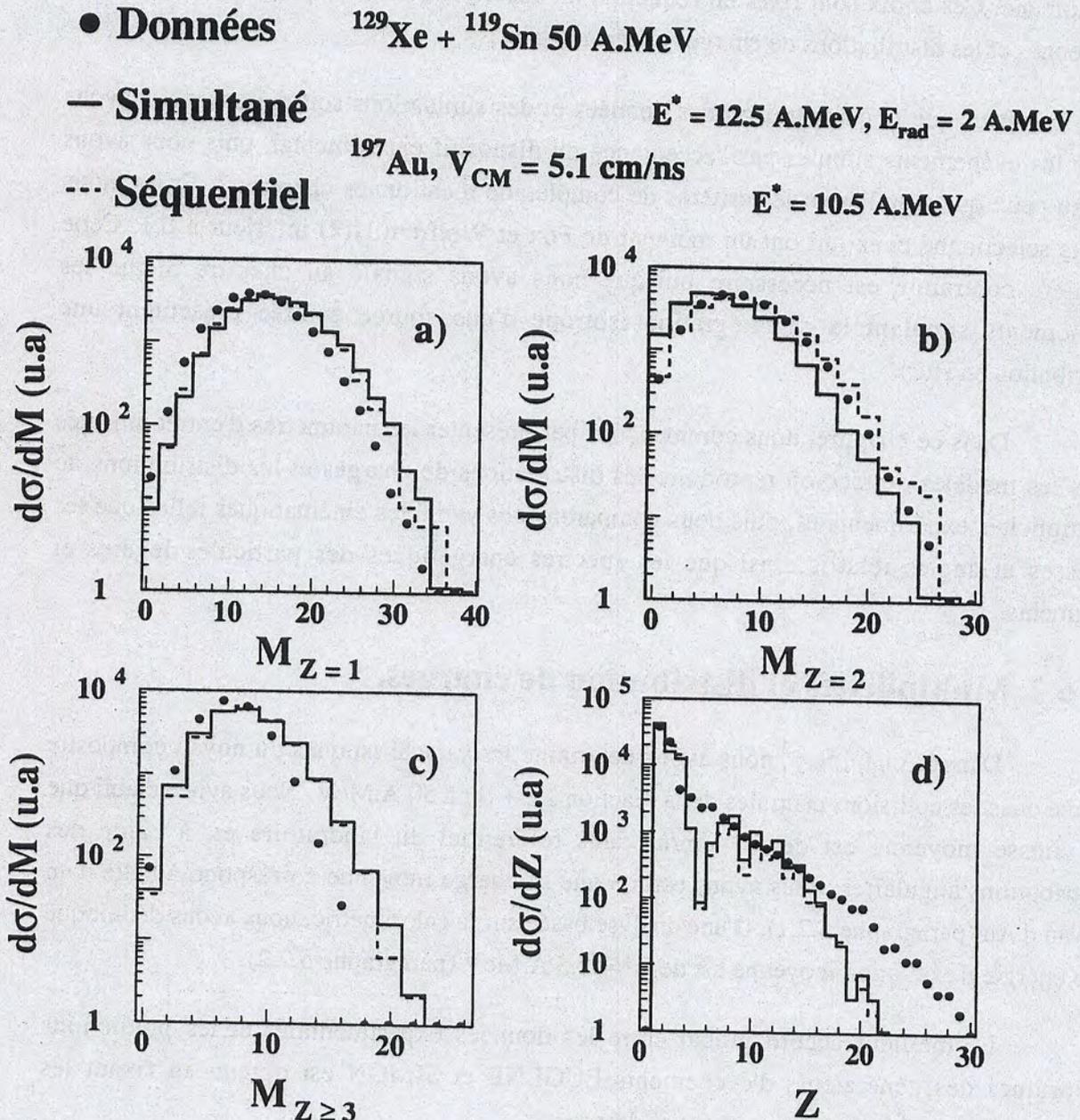


Figure 6.1 : Distributions expérimentales (points) et simulées à l'aide des modèles séquentiel (pointillé) et simultané (trait continu). a) Multiplicités des charges $Z=1$. b) Multiplicités des charges $Z=2$. c) Multiplicités des charges $Z \geq 3$. d) Distributions de charges. Les distributions sont normalisées à la même intégrale.

Pour le modèle simultané SIMON, le nombre de préfragments N est fixé à 6, leur masse minimale A_{min} à 10, la charge totale de la source à 79 et sa vitesse d'entraînement à $v=5.1$ cm/ns. L'énergie d'excitation totale du système est de 12.5 A.MeV et nous avons supposé une énergie d'expansion collective de 2 A.MeV. Cette dernière valeur est obtenue en comparant les distributions de vitesses et d'angles relatifs ainsi que les spectres énergétiques des fragments mesurés expérimentalement avec ceux prédits par le modèle (voir paragraphes

suivants). Pour le code séquentiel EUGENE, le fait de trouver comme meilleur paramètre d'ajustement une énergie d'excitation égale à 10.5 A.MeV est compréhensible si l'on considère que 2 A.MeV sont "bloqués" en énergie collective radiale dans le code simultané, et que l'énergie thermique disponible est alors inférieure à l'énergie d'excitation totale estimée à 12.5 A.MeV.

Les figures 6.1 a), b), c) montrent les distributions de multiplicités des charges $Z=1$, $Z=2$ et $Z \geq 3$. Les événements expérimentaux sont symbolisés par les points et les événements simulés sont représentés en pointillé et en trait continu, respectivement pour le modèle séquentiel et le modèle simultané. Rappelons que ces distributions (expérimentales et théoriques) sont déduites du nombre de particules émises entre 60° et 120° dans le repère du centre de masse de la réaction (paragraphe 5.2.3). Ce domaine angulaire est peu contaminé par la présence de rémanents du quasi-projectile et de la quasi-cible. Du fait de la méthode d'extrapolation employée (paragraphe 5.2.4), seules les valeurs moyennes et les valeurs les plus probables peuvent être exploitées quantitativement, et les largeurs des distributions ne peuvent être discutées que qualitativement quoique les données et les prédictions aient été obtenues à partir de la même analyse.

Pour ce qui est des distributions de multiplicités, on observe un bon accord général entre les données et les prédictions des deux modèles. Les valeurs les plus probables et les dynamiques des courbes sont correctement reproduites. Le tableau suivant donne les valeurs moyennes des distributions de multiplicités expérimentales et théoriques. Les largeurs (RMS) sont indiquées entre parenthèses.

	$M_{Z=1}$	$M_{Z=2}$	$M_{Z \geq 3}$
Données	13 (4.5)	8 (4)	7 (2.5)
Modèle séquentiel	15 (5)	8 (4)	8 (3)
Modèle simultané	15 (5)	6 (4)	8 (3)

Sur la figure 6.1 d), sont comparées les distributions de charge expérimentales et théoriques. Ces distributions ont été construites à partir des produits détectés entre 60° - 120° dans le référentiel du centre de masse de la réaction. Les deux modèles conduisent à des distributions similaires. Les données expérimentales sont raisonnablement prédites pour les fragments de charge $7 \leq Z \leq 17$. Le nombre de lithium produit par les deux générateurs est trop élevé et les taux de production des béryllium, bore et carbone sont sous-estimés. On constate également que les fragments les plus lourds sont peu ou pas prédits. Cependant, les tailles moyennes des trois plus gros fragments détectés dans chaque événement sont raisonnablement reproduites par les deux codes. Le tableau suivant donne les valeurs moyennes des charges des trois plus gros fragments mesurées expérimentalement et prédites par les modèles. Les largeurs (RMS) sont indiquées entre parenthèses.

	Zmax1	Zmax2	Zmax3
Données	13.5 (3.5)	10 (2)	8 (1.5)
Modèles	11.5 (2.5)	9 (2.5)	7 (2.5)

Pour le code simultané, nous n'avons pas observé d'évolution importante entre les distributions de charges des événements simulés avec un nombre de préfragments égal à $N=4$, 5 ou 6. On pourrait penser qu'une diminution du nombre de préfragments de départ permettrait d'accroître les taux de population des fragments lourds. En fait il n'en est rien. En effet, les préfragments ont alors une énergie d'excitation résiduelle plus importante qu'ils évacuent en émettant des fragments ou des particules, entraînant ainsi la diminution de leur taille finale. Pour les fragments de charge supérieure à 17, il sera donc impossible de comparer les résultats expérimentaux aux calculs théoriques. Cependant, on peut supposer que l'incapacité des simulations à reproduire les taux de production des fragments les plus lourds aura peu d'influence sur les observables analysées dans la suite de ce travail, puisque les événements expérimentaux caractérisés par la présence de produits très lourds représentent une petite fraction de l'ensemble des événements associés à une valeur de $H(2)$ inférieure à 0.1. En fait, l'interprétation des résultats à l'aide du générateur WIX a conduit à supposer (comme avec SIMON) une énergie collective radiale de 2 A.MeV pour expliquer les énergies cinétiques des fragments, alors que la distribution de charge théorique reproduit mal les résultats expérimentaux et diffère nettement des prédictions du code SIMON. Ceci laisse supposer une certaine robustesse de l'énergie collective radiale aux caractéristiques de la distribution de charge.

6.3. Vitesses et angles relatifs.

Nous avons vu que les deux modèles sont capables de reproduire de manière satisfaisante les distributions de multiplicités. Pour tenter de trancher sur le mode de désintégration (séquentiel/simultané) du noyau composite excité et essayer de conclure quant à l'existence d'un mouvement collectif radial, nous allons maintenant comparer les prédictions des codes aux données expérimentales en analysant des observables qui contiennent des informations sur les corrélations spatio-temporelles entre fragments. Les vitesses relatives et les angles relatifs sont des variables bien adaptées à cette problématique. Cette méthode, appliquée aux événements multicorps observés dans les collisions centrales des réactions Ar+Au à 30 et 60 A.MeV et Kr+Au à 60 A.MeV (LOU 94, LOP 93) a permis de mettre en évidence une décroissance spectaculaire des temps d'émission de fragments allant de 500 fm/c à 3A.MeV d'énergie d'excitation, à 50 fm/c à 5 A.MeV, cette dernière valeur étant compatible avec un processus simultané. Les corrélations pouvant être masquées par les fragments légers, nous avons préféré construire les distributions expérimentales en utilisant les trois plus gros fragments produits dans les événements. Nous estimons que ces fragments

lourds conservent mieux la nature du mécanisme de désintégration de la source de fusion incomplète. De plus, pour construire les distributions de vitesses et d'angles relatifs, nous n'avons imposé aucune sélection sur le domaine de détection des fragments. Une telle contrainte aurait induit des biais sur les observables étudiées. La présence de rémanents du quasi-projectile et de la quasi-cible n'a qu'une influence mineure sur les résultats obtenus puisque nous avons vu dans le chapitre 5 que la production des fragments est dominée par la source de fusion incomplète dont la charge initiale représente 75% de la charge du système Xe + Sn à 50 A.MeV. La multiplicité moyenne des fragments de masse intermédiaire est de 8 pour les événements de H(2) inférieur à 0.1 (figure 4.17 b) et nous avons estimé que le nombre de fragments émis par le noyau composite est de 7 (figure 6.1), et qu'en moyenne, un seul fragment de masse intermédiaire provient des rémanents.

Sur la figure 6.2, nous présentons les distributions de vitesses et d'angles relatifs des trois plus gros fragments pris deux à deux. Ces grandeurs sont calculées événement par événement dans le référentiel du centre de masse. Les distributions expérimentales sont symbolisées par les points et les prédictions des modèles séquentiel et simultané sont représentées respectivement en pointillé et en trait continu.

Lorsqu'on compare les distributions d'angles relatifs, on constate que le meilleur accord est obtenu avec le modèle simultané (en supposant une composante d'énergie collective radiale de 2 A.MeV) tandis que le modèle séquentiel surestime les petits angles relatifs entre fragments ($\cos\theta_{rel}=1$). Pour la prédiction séquentielle, ces petits angles relatifs sont associés aux produits issus de cassures différentes. Pendant la durée séparant les multiples étapes de désexcitation, les noyaux "pères" s'éloignent les uns des autres et par conséquent, l'interaction coulombienne entre noyaux "fils" d'origines différentes est peu intense et les petits angles relatifs sont autorisés. Dans le cas de la désintégration simultanée des préfragments formant la source initiale, les émissions secondaires perturbent peu les trajectoires des noyaux émetteurs et par conséquent, les résidus lourds de ces préfragments gardent la mémoire de la répulsion coulombienne de départ qui repousse deux particules "volant" dans la même direction. Cette répulsion se manifeste dans la diminution du taux de production des petits angles relatifs. Sur la figure 6.3 a), nous comparons les distributions d'angles relatifs des trois plus gros fragments, lorsque l'énergie collective est fixée à 1,2 ou 3A.MeV (tireté, trait continu et pointillé respectivement). La distribution expérimentale est symbolisée par les points. L'hypothèse d'une énergie d'expansion radiale de 1 A.MeV reproduit correctement l'amplitude du pic mais surestime la population des petits angles relatifs. Pour $E_{rad} = 3$ A.MeV, on observe une surestimation du pic et une déplétion au niveau des petits angles plus importante que pour l'expérience. La dépendance à petits angles relatifs est sans doute liée à l'émission secondaire : elle augmente avec l'énergie thermique résiduelle qui croît lorsque l'énergie gelée en expansion diminue. Une valeur de 2 A.MeV donne un accord global satisfaisant de l'ensemble de la distribution. Nous verrons que cette

valeur permet d'obtenir le meilleur accord pour les distributions de vitesses relatives expérimentales.

- **Données** $^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn}$ 50 A.MeV
- **Simultané** $E^* = 12.5$ A.MeV, $E_{\text{rad}} = 2$ A.MeV
- **Séquentiel** ^{197}Au , $V_{\text{CM}} = 5.1$ cm/ns $E^* = 10.5$ A.MeV

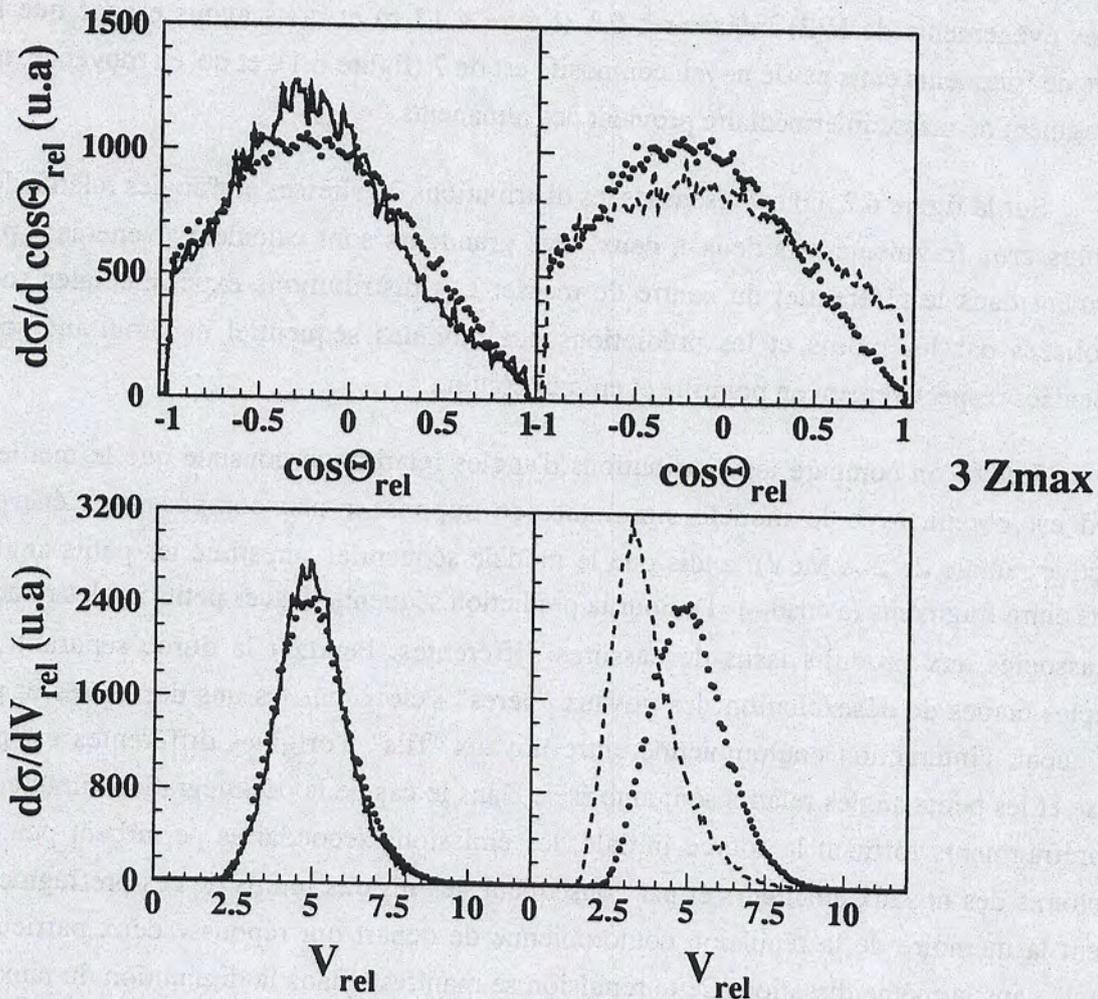


Figure 6.2 : Distributions de vitesses et angles relatifs des trois plus gros fragments pris deux à deux. Les distributions expérimentales sont symbolisées par les points et les prédictions des modèles séquentiel et simultané sont représentées respectivement en pointillé et en trait continu.

La confrontation des distributions d'angles relatifs des données avec les deux scénarii montre donc clairement qu'à cette énergie d'excitation, le processus de désintégration du noyau composite est simultané.

Examinons maintenant les distributions de vitesses relatives des trois plus gros fragments. La distribution prédite par le modèle séquentiel est piquée à une valeur plus faible

que celle obtenue pour les données expérimentales (figure 6.2). La valeur calculée correspond grossièrement à ce que donne la répulsion coulombienne et la composante thermique. Par contre, le code simultané est capable de décrire avec un très bon accord la distribution des vitesses relatives lorsqu'on suppose une énergie collective radiale de 2 A.MeV. Nous avons observé les mêmes comportements quelque soit la charge et le nombre de fragments pris en compte.

● **Données** $^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn}$ 50 A.MeV

Simultané ^{197}Au , $V_{\text{CM}} = 5.1$ cm/ns $E^* = 12.5$ A.MeV

-- $E_{\text{rad}} = 1$ A.MeV — $E_{\text{rad}} = 2$ A.MeV $E_{\text{rad}} = 3$ A.MeV

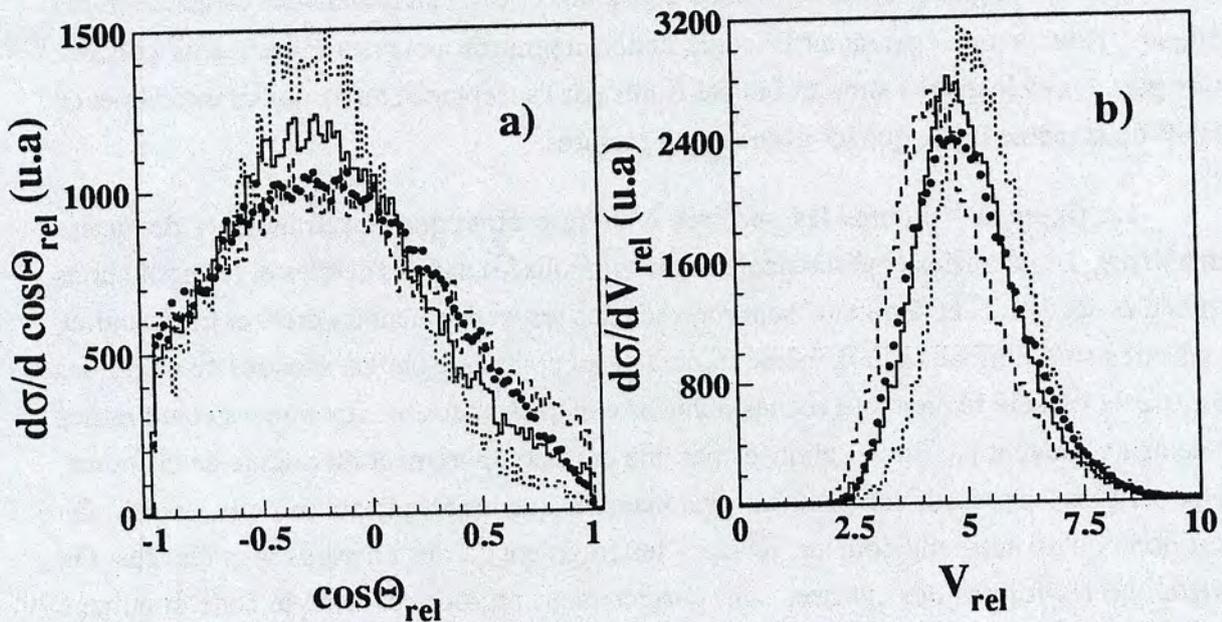


Figure 6.3 : Distributions de vitesses (a) et distributions d'angles relatifs (b) des trois plus gros fragments pris deux à deux, obtenues avec les données expérimentales (points) et avec le modèle simultané lorsqu'on suppose une énergie collective radiale de 1, 2 et 3 A.MeV (respectivement en tireté, trait continu et pointillé).

La différence essentielle entre les deux simulations tient à l'addition d'une énergie d'expansion isotrope qui augmente les vitesses des produits de désintégration dans toutes les directions. Sur la figure 6.3 b), nous présentons la distribution expérimentale (symboles plein) et les distributions obtenues avec 1, 2 et 3 A.MeV d'énergie d'expansion radiale (en tireté, trait continu et pointillé respectivement). On constate que les distributions calculées avec $E_{\text{rad}}=1$ A.MeV et $E_{\text{rad}}=3$ A.MeV se distinguent nettement de la distribution prédite avec $E_{\text{rad}}=2$ A.MeV. L'influence de cette énergie collective sur les énergies cinétiques moyennes sera présentée au paragraphe suivant. La comparaison des données expérimentales avec les calculs théoriques montre qu'une composante supplémentaire est nécessaire pour expliquer l'accroissement des vitesses relatives des fragments par rapport à une émission purement

thermique de la source chaude. Cet effet pourrait être la signature de l'existence d'un mécanisme de compression/expansion dans le milieu nucléaire. Avant de conclure, il nous faut examiner d'autres observables. Les spectres d'énergie cinétique, par exemple, nous apportent des informations supplémentaires.

6.4. Comparaison des spectres énergétiques et des énergies moyennes.

Pour construire les spectres énergétiques, nous avons intégré les informations pour les particules et fragments émis entre 60° et 120° dans le référentiel du centre de masse de la réaction, puisque nous avons vu paragraphe 5.1.2 que dans ce domaine angulaire, les spectres correspondant aux angles moyens $\theta_{\text{moy}} \approx 83^\circ, 97^\circ, 68^\circ$ et 112° présentent des caractéristiques identiques. Nous avons également effectué cette intégration pour les événements générés. D'autre part, les événements simulés ont été filtrés par l'acceptance du dispositif expérimental et traités de la même façon que les événements mesurés.

La figure 6.4 montre les spectres d'énergie cinétique des fragments de masse intermédiaire. Les données expérimentales sont symbolisées par des cercles et les prédictions des modèles séquentiel et simultané sont représentées respectivement en tireté et trait continu. Ces spectres sont normalisés à la même intégrale. La comparaison des spectres énergétiques prédits par le modèle séquentiel avec les données expérimentales montre que les énergies des fragments ne peuvent pas être expliquées par une émission purement thermique de la source. D'autre part, les désaccords sont d'autant plus marqués que les fragments sont plus lourds. On déduit donc qu'un autre phénomène accélère les fragments à des énergies plus élevées. On constate que les formes des spectres sont correctement reproduites avec le code simultané lorsqu'on suppose une énergie collective radiale proportionnelle à la masse des fragments et d'une valeur de 2 A.MeV. Ce résultat est un succès remarquable du modèle qu'il faut souligner si on se souvient que ces distributions résultent d'une cinématique complexe incluant des interactions multicorps, du mouvement thermique, des effets cinématiques de recul dus aux émissions secondaires et finalement du mouvement collectif d'expansion. Pour le bore, l'accord est moins satisfaisant mais cet effet est certainement lié à un manque de statistique puisque nous avons souligné, paragraphe 6.2, que leur taux de production est sous-estimé par le code.

La figure 6.5 synthétise les observations extraites de l'analyse des spectres énergétiques des fragments de masse intermédiaire détectés entre 60° et 120° dans le centre de masse de la réaction. La figure 6.5 a) présente les valeurs moyennes de l'énergie cinétique des fragments en fonction de leur charge. Les données (cercles) sont comparées aux prédictions des modèles séquentiel (carrés) et simultané (avec $E_{\text{rad}}=2$ A.MeV, triangles).

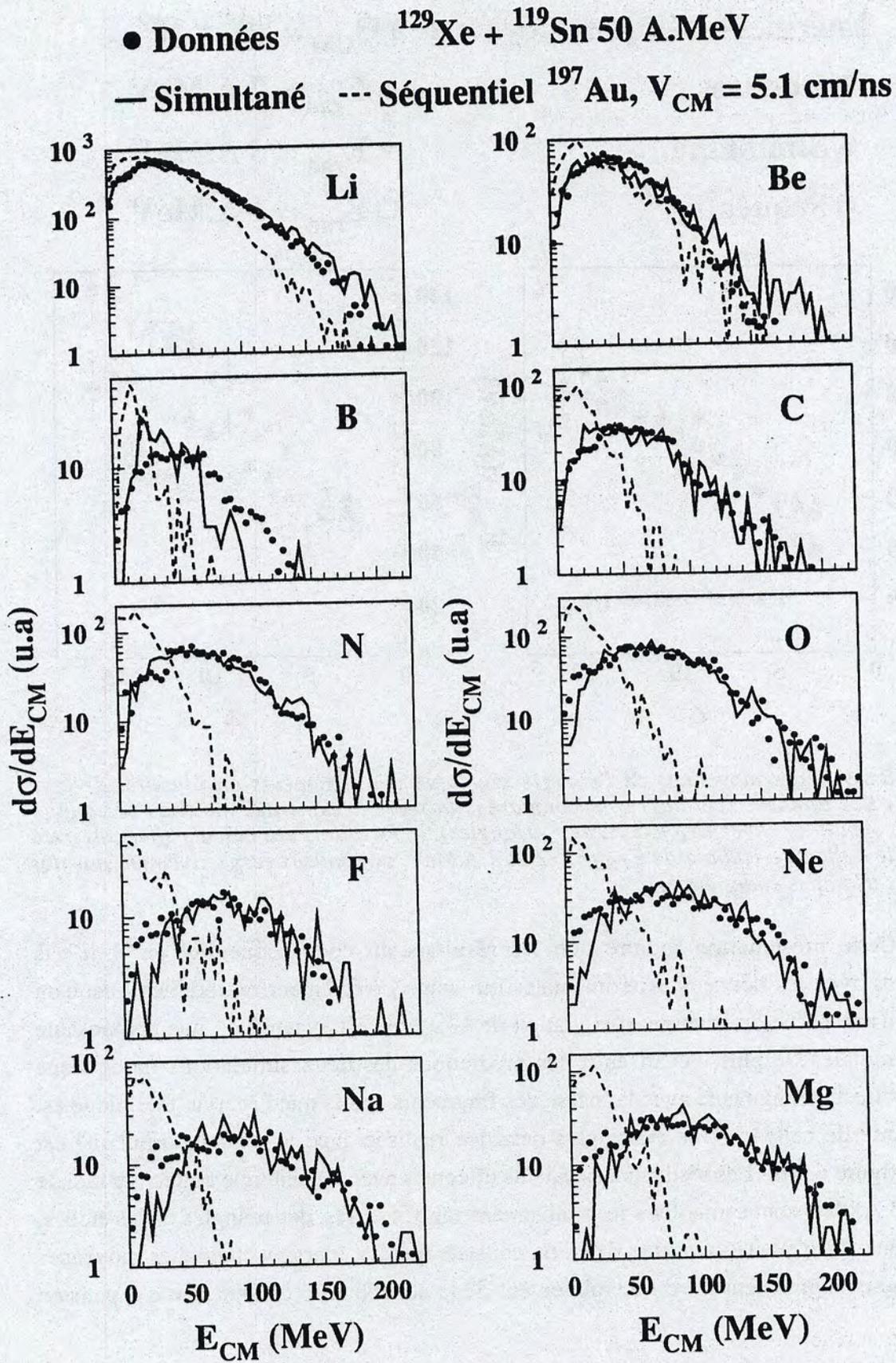


Figure 6.4 : Spectres d'énergie cinétique des fragments de masse intermédiaire. Les données expérimentales sont symbolisées par des cercles et les prédictions des modèles séquentiel et simultané (avec $E_{\text{rad}}=2A.$ MeV) sont représentées respectivement en tireté et trait continu.

Energies cinétiques moyennes à $\Theta_{CM} = 90^\circ \pm 30^\circ$

● Données

▲ Simultané

■ Séquentiel

▲ $E_{rad} = 2$ A.MeV

★ $E_{rad} = 3$ A.MeV

□ $E_{rad} = 1$ A.MeV

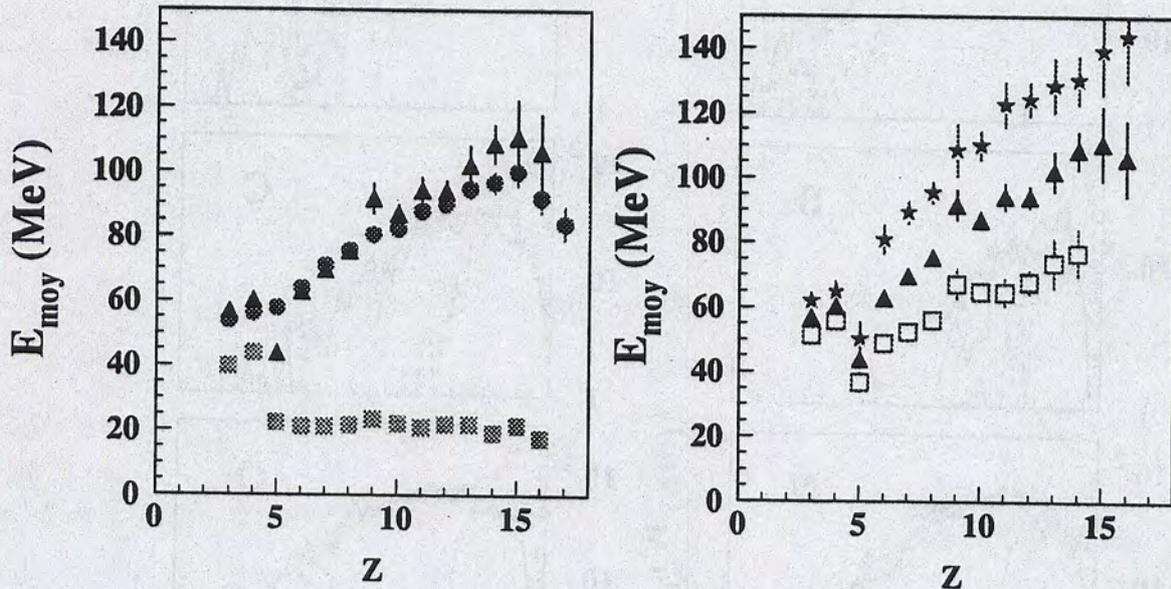


Figure 6.5 : Valeurs moyennes de l'énergie cinétique des fragments en fonction de leur charge. a) Les données (cercles) sont comparées aux prédictions des modèles séquentiel (carrés) et simultané (avec $E_{rad}=2$ A.MeV, triangles). b) Résultats des calculs effectués avec une énergie collective radiale de $E_{rad}=1, 2$ et 3 A.MeV, symbolisés respectivement par des carrés, des triangles et des étoiles.

Cette présentation montre que les résultats du code séquentiel ne sont pas compatibles avec les données expérimentales qui sont correctement reproduites lorsqu'on suppose qu'une partie de l'énergie d'excitation de la source est évacuée en une composante d'énergie radiale. De plus, l'écart entre les prédictions des deux simulations montre que l'énergie collective augmente avec la masse des fragments tandis que l'énergie thermique est indépendante de celle-ci. Une étude plus détaillée réalisée avec le modèle simultané est présentée figure 6.5 b). Les résultats des calculs effectués avec une énergie collective radiale de 1, 2 et 3 A.MeV sont symbolisés respectivement par des carrés, des triangles et des étoiles. Pour une énergie d'excitation totale fixée, on constate que les énergies cinétiques moyennes des fragments augmentent avec l'accroissement de la contribution de l'énergie d'expansion radiale.

Les spectres énergétiques des particules légères chargées sont montrés figure 6.6. Les spectres expérimentaux sont symbolisés par des points, les spectres générés avec le code séquentiel sont présentés en tireté et ceux obtenus avec le code simultané (avec

$E_{rad}=2A.MeV$) sont présentés en trait continu. Tous ces spectres sont normalisés au même nombre de coups. Sur la figure 6.7 a), nous avons reporté les valeurs moyennes des énergies cinétiques des particules légères obtenues avec les données expérimentales (cercles) et les calculs séquentiel et simultané, lorsqu'on suppose pour ce dernier une composante de 2A.MeV d'énergie collective (carrés et triangles respectivement). Sur la figure 6.7 b), nous comparons les énergies cinétiques moyennes des particules légères prédites par le modèle séquentiel pour différentes valeurs de l'énergie d'expansion radiale : 1, 2 et 3 A.MeV (respectivement carrés, triangles et étoiles). On constate que les valeurs les plus probables, les pentes des spectres énergétiques (figure 6.6) et les valeurs moyennes (figure 6.7) des tritons et alphas sont globalement reproduites dans l'hypothèse simultanée, tandis que les prédictions du générateur séquentiel ne sont pas compatibles avec les données expérimentales. Pour ces particules, l'addition d'un terme correspondant à une énergie collective radiale de 2 A.MeV permet d'obtenir un meilleur accord comparé à un scénario purement thermique. Par ailleurs, sur la figure 6.7 b), on note qu'une énergie d'expansion radiale de 3 A.MeV (étoiles) permettrait d'avoir une meilleure reproduction de l'énergie cinétique moyenne des tritons et qu'une énergie $E_{rad} = 1 A.MeV$ (carrés) serait préférable pour reproduire l'énergie moyenne des alphas.

D'autre part, les deux simulations échouent dans la description des formes des spectres énergétiques des protons, deutons et 3He (figure 6.6) ainsi que dans la reproduction des valeurs moyennes de leur énergie cinétique (figure 6.7 a).

Pour les protons et les deutons, les spectres théoriques sont piqués à de faibles énergies et leur décroissance est plus rapide que pour l'expérience. Les spectres expérimentaux présentent une longue traîne qui nous fait supposer que certaines de ces particules ont été émises au début de la chaîne de désexcitation alors que le noyau composite était plus chaud. Les temps d'émission des protons et des deutons seraient plus courts que ceux des autres particules de désintégration. Ces particules pourraient également avoir été produites au moment où le système commence sa phase d'expansion et leurs caractéristiques cinétiques seraient liées à ce stade de son évolution. Par ailleurs, on ne note pas une sensibilité des énergies cinétiques moyennes de ces particules légères (protons et deutons) avec la valeur de l'énergie collective radiale (figure 6.7 b). Les spectres énergétiques ne sont pas modifiés parce que pour ces particules légères, l'énergie d'expansion isotrope qui est proportionnelle à la masse, demeure petite par rapport à l'énergie thermique.

Comparés aux prédictions théoriques, les spectres énergétiques expérimentaux des 3He présentent un faible taux de production au niveau des basses énergies. De plus, quelque soit la valeur de l'énergie d'expansion radiale, les valeurs moyennes des énergies cinétiques sont très inférieures à celle déduite de l'expérience. Cet effet pourrait être expliqué par

Ar + Ag à 65 ± 15 MeV (3 A.MeV, BAR 91). Comparée à la valeur déduite (10 A.MeV) d'une expérience d'émulsion effectuée pour un système voisin, Kr + Ag/Br (BAU 93), elle est très inférieure. Pour les collisions centrales des réactions symétriques, notre valeur est plus élevée que celle déduite de la réaction $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ à 35 A.MeV (0.5-1 A.MeV, HAG 94) pour un noyau chauffé à 6A.MeV, mais nettement plus faible que celle observée dans la réaction Au + Au à 150 A.MeV (≈ 10 A.MeV, JEO 94). Par contre nous ne constatons pas de dépendance de l'énergie collective radiale avec la charge du fragment détecté comme dans la référence HSI 94.

A ce stade de notre analyse il n'est pas possible de préciser la nature de ce mouvement d'expansion. Est-il associé à la pression thermique ou fait-il suite à la phase de compression induite au début de la collision ? Des éléments de réponse peuvent être trouvés dans l'évolution de la densité du système en fonction du temps à l'aide des modèles de transport Landau-Vlasov (MET 95). Dans la simulation des collisions centrales ($b < 2\text{fm}$) de la réaction Xe + Sn à 50 A.MeV, calculée avec un module de compressibilité de 200 MeV, on observe tout d'abord un accroissement rapide ($\approx 50 \text{ fm/c}$) de la densité moyenne du système à des valeurs de $\rho/\rho_0 \approx 1.3$, puis une diminution progressive pour atteindre $\rho/\rho_0 \approx 0.3$ après 150fm/c. Dans ce modèle, l'énergie collective due à la compression du système atteindrait 1A.MeV, ce qui est comparable à ce que nous observons. Une analyse conduite sur une simulation de la collision Xe + ^{89}Y à 50 A.MeV avec un autre générateur (BOW 92) donne des résultats similaires (1.6 à 1.9 A.MeV d'énergie collective). Il est cependant trop tôt pour conclure sur la nature du mouvement collectif observé expérimentalement et une étude plus précise devra donc être entreprise.

Dans le calcul précédent (Landau-Vlasov, MET 95), l'évolution du système au delà de 100 fm/c indique d'abord une diminution de la densité puis une remontée lente qui signerait l'apparition de fragments. La même évolution a été observée dans la simulation d'un système analogue La + Cu à 55 A.MeV (COL 92) et a conduit les auteurs à faire l'hypothèse que les conditions de passage dans la zone spinodale pouvaient être réalisées. Cependant, la description précise de la formation de ces fragments est au delà des approches de type champ moyen et requiert le traitement des fluctuations. Les approches de type champ moyen stochastique (BUR 92 et CHO 91) sont des voies possibles pour le traitement dynamique de la formation des fragments.

Des calculs préliminaires obtenus avec ce formalisme (GUA 95) ont permis d'extraire les distributions des fragments primaires d'un noyau de taille initiale $A \approx 200$. Ces résultats sont montrés figure 6.8. Une large distribution est observée avec une production abondante de fragments de taille $\approx 10-15$. Nous remarquons également une production significative de gros fragments comme c'est le cas dans nos données. De plus cette fragmentation s'accompagnerait d'une production abondante de particules avant

fragmentation. Cette comparaison avec les données demeure à ce jour qualitative. L'étape suivante devra consister à décrire la désintégration secondaire de ces fragments et d'appliquer aux événements simulés le traitement que nous avons effectué sur les données. Les énergies d'excitation relativement faibles dans les fragments laissent espérer que le signal initial ne sera pas trop perturbé par cette phase. Cependant, les résultats préliminaires très encourageants obtenus dans cette approche et l'excellente qualité des mesures effectuées avec le multidétecteur INDRA laissent supposer des progrès importants dans un proche avenir pour la compréhension du phénomène de multifragmentation.

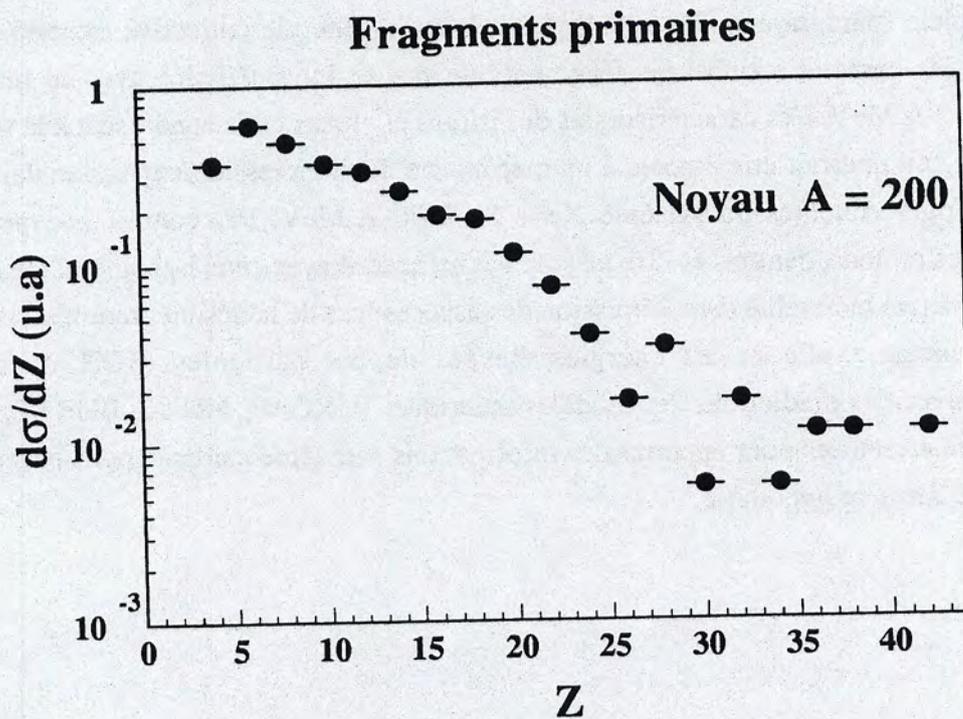


Figure 6.8 : Distribution de charges des fragments primaires d'un noyau de taille initiale $A=200$, obtenue dans une approche de type champ moyen stochastique.

6.6. Conclusion.

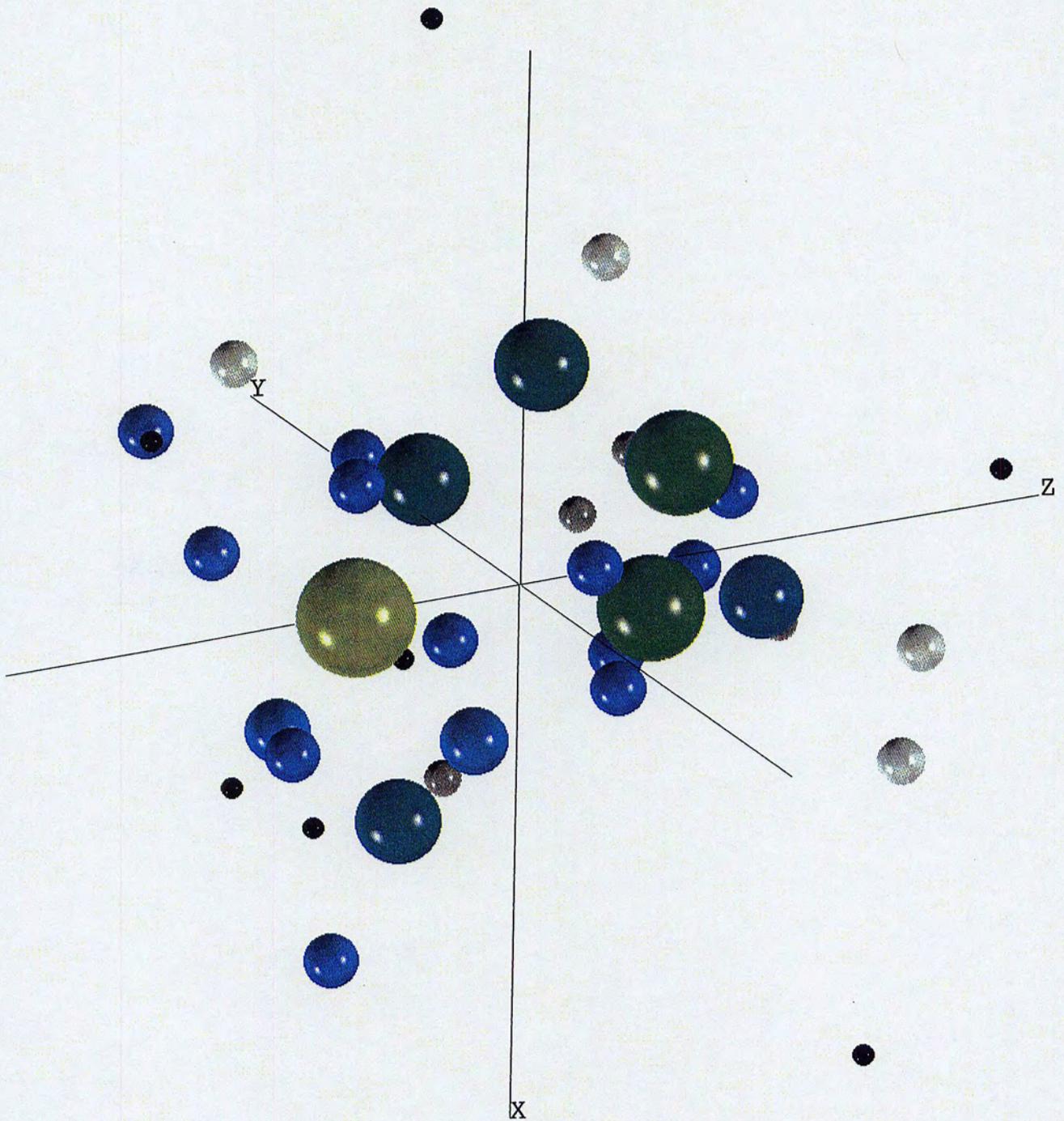
Pour étudier les propriétés de désintégration du système composite formé dans les collisions centrales de la réaction $Xe + Sn$ à 50 A.MeV, nous avons confronté les résultats expérimentaux aux prédictions de deux générateurs d'événements. La détection des particules et fragments produits dans les calculs a été simulée à l'aide d'un filtre qui reproduit les performances du dispositif expérimental INDRA. Les événements simulés ont ensuite été sélectionnés et classés avec les méthodes employées pour les événements expérimentaux et ceux qui ont été retenus pour la comparaison possèdent un moment $H(2)$ inférieur à 0.1.

Les deux codes sont capables de reproduire raisonnablement les caractéristiques générales des observables de base telles que les distributions de multiplicités (paragraphe

6.2). L'accord est moins bon pour ce qui concerne les distributions de charge, mais les valeurs moyennes des trois plus gros fragments sont relativement proches des valeurs expérimentales. La confrontation d'observables cinétiques (telles que les angles relatifs entre fragments) extraites des données expérimentales avec deux types de scénario, simultané et séquentiel, nous permet de conclure que le processus de désintégration du noyau composite est simultané (paragraphe 6.3).

L'analyse des distributions de vitesses relatives et des spectres énergétiques des fragments révèle que ces observables ne sont reproduites qu'en supposant la présence d'un terme correspondant à une énergie collective radiale dans l'énergie d'excitation de la source de fusion incomplète (paragraphe 6.3 et 6.4). La valeur de l'énergie collective extraite de la comparaison des caractéristiques des fragments de masse intermédiaire avec le modèle SIMON est de 2 A.MeV. Les caractéristiques des tritons et alphas nous conduisent à la même conclusion. Ce fait pourrait être associé à un mécanisme de compression/expansion dans les collisions les plus violentes du système Xe + Sn à 50 A.MeV. Par contre, les spectres énergétiques des protons, deutons et ^3He ne sont pas en accord avec cette hypothèse. Un autre phénomène lié à une hiérarchie dans l'émission des espèces lors de la désintégration du noyau composite pourrait expliquer les énergies élevées de ces particules (SCH 95). Des comparaisons avec des prédictions des modèles théoriques (GRO 90, FRI 90, BUR 92, AIC 91) devront être effectuées pour apporter des informations supplémentaires et nous permettre de valider cette dernière hypothèse.

CONCLUSION



Représentation dans l'espace des vitesses d'un événement de $H(2) \leq 0.1$ mesuré à l'aide du multidétecteur INDRA. Les particules et fragments mesurés sont les suivants :

$Z=10 ; Z=8 ; Z=8 ; Z=6 ; Z=6 ; Z=5 ; Z=4 ; Z=3$

$12 {}^4\text{He} ; 1 {}^3\text{He} ; 1 {}^6\text{He} ; 7 {}^1\text{H} ; 4 {}^2\text{H} ; 3 {}^3\text{H}.$

CONCLUSION

Les performances exceptionnelles du multidétecteur INDRA nous ont permis d'étudier les événements associés aux collisions à faible paramètre d'impact du système Xe + Sn à 50 A.MeV. Ce multidétecteur est caractérisé par une large couverture angulaire, une granularité élevée, des seuils énergétiques faibles ainsi qu'une bonne identification en charge sur une large gamme d'énergie. Grâce à ces qualités remarquables, nous avons pu mener notre analyse sur des événements dont plus de 80% de la charge et de l'impulsion totales sont mesurées. Ces événements représentent 12.5% de la totalité des données enregistrées avec un déclenchement en multiplicité $M \geq 4$ et ils sont associés à des collisions survenues à des paramètres d'impacts inférieurs à 5 fermis.

Pour classer ces événements suivant la violence et la centralité des réactions dont ils sont issus, nous avons utilisé une variable globale appelée moment de Fox et Wolfram d'ordre deux et symbolisée $H(2)$. Cette grandeur est construite à partir des caractéristiques cinématiques des fragments de masse intermédiaire. La grande efficacité de détection d'INDRA nous a permis de vérifier la puissance de la variable $H(2)$ à l'aide de différentes observables reflétant la violence de la collision. Les événements les plus compacts, correspondant aux petites valeurs de $H(2)$, résultent des collisions les plus violentes et les plus centrales. En effet, ces événements sont caractérisés par des valeurs moyennes élevées de multiplicités totale et de fragments de masse intermédiaire (respectivement 34 et 8). La distribution de l'énergie transverse des particules légères permet d'estimer à 2 fermis le paramètre d'impact moyen auquel ils sont associés. La centralité des collisions est également indiquée par l'allure plate de la distribution des angles relatifs azimutaux des particules de charge égale à deux. La localisation des fragments les plus lourds autour de la vitesse du centre de masse de la réaction et la faible extension en charge des fragments produits au voisinage de la vitesse de la cible ou du projectile, montrent que pour ces événements, la perte de mémoire de la voie d'entrée est maximale. Nous déduisons également des diagrammes en $V_{\parallel Ell} V_{\perp Ell}$, ou en sphéricité-coplanarité ou encore de la valeur moyenne du rapport d'isotropie, que la répartition des particules dans l'espace est quasi-isotrope et que, par conséquent, dans ces événements, l'axe privilégié d'émission des produits de réaction n'est plus donné par la direction du faisceau. Toutes ces valeurs ou allures spécifiques nous ont permis de conclure que, grâce au moment $H(2)$, nous avons isolé des événements provenant de collisions centrales.

Pour ces collisions à faible paramètre d'impact, nous avons montré qu'il y a formation d'un système composite très excité se déplaçant à la vitesse du centre de masse de la réaction. Les distributions angulaires, les distributions de charges et les spectres énergétiques des particules et fragments issus de sa désintégration indiquent que le système a

atteint un certain degré d'équilibre. La taille de cette source correspond en moyenne à celle d'un noyau d'Au ($Z=79$), soit 76% du système Xe+Sn. L'analyse des distributions angulaires et des spectres de vitesse des particules et fragments de masse intermédiaire nous a permis de mettre en évidence la présence de rémanents du quasi-projectile et de la quasi-cible. On peut donc supposer que le mécanisme de formation du noyau composite se rapprocherait plus de l'image participant-spectateur des hautes énergies que du processus de fusion incomplète. En effet, dans ce dernier processus, la fraction du système n'ayant pas participé à la formation du composite se retrouve essentiellement sous forme de particules de charge égale à un ou deux. A l'aide de simulations, nous avons estimé que ce mécanisme représente 3.2% de la section efficace totale de réaction. Afin d'étudier, en fonction de l'énergie de bombardement, la variation de la section efficace liée à ce phénomène ainsi que l'évolution de la taille et de l'énergie d'excitation du système composite, il serait nécessaire d'effectuer une analyse systématique de la réaction Xe+Sn entre 25 et 50 A.MeV. Un travail préliminaire devra cependant être mené pour vérifier que le moment de Fox et Wolfram, avec lequel nous avons sélectionné les événements associés aux collisions centrales, est encore adapté lorsque la réaction est étudiée à plus basse énergie incidente.

La source excitée dont nous avons déterminé les caractéristiques se désintègre en produisant un nombre élevé de fragments de masse intermédiaire et de particules légères chargées (respectivement en moyenne 7 et 21). L'étude des distributions d'angles relatifs entre fragments montre que cette désintégration est simultanée. Ces deux effets sont des signatures claires du phénomène de multifragmentation dans les collisions centrales de la réaction Xe+Sn à 50 A.MeV.

Nous avons confronté les données expérimentales aux prédictions de deux modèles statistiques (EUGENE et SIMON). Ces modèles décrivent deux scénari différents. Dans le code EUGENE, un noyau excité se désintègre en une série de cassures binaires séquentielles. Le code SIMON simule une multifragmentation chaude : un ensemble de préfragments se désintègre simultanément. Dans les deux modèles, les trajectoires des produits de désintégration sont résolues en tenant compte de l'interaction coulombienne. Les événements simulés ont été filtrés par l'acceptance du dispositif expérimental et sélectionnés avec les techniques employées pour les événements expérimentaux. La comparaison des données et des résultats obtenus avec EUGENE montre que les vitesses relatives et les énergies cinétiques des particules et fragments émis par le noyau composite ne peuvent être expliquées par une émission purement thermique et par la répulsion coulombienne. Par contre, les simulations reproduisent raisonnablement les résultats expérimentaux relatifs aux fragments, tritons et alphas lorsqu'une partie de l'énergie d'excitation du noyau composite est stockée sous forme d'énergie collective. L'accord le plus satisfaisant est obtenu avec le code SIMON pour une énergie d'expansion radiale de 2 A.MeV. Pour les fragments, nous n'avons pas constaté une évolution de l'énergie d'expansion radiale avec la charge. A ce stade de l'analyse,

il n'est pas possible de conclure si cette composante d'énergie d'expansion est induite par une phase de compression initiée au début de la collision ou par la pression thermique. Toutefois la valeur expérimentale est comparable à celle observée dans la simulation des collisions centrales du système Xe + Sn à 50 A.MeV réalisée à l'aide du modèle de transport Landau-Vlasov. La fonction d'excitation, menée entre 25 et 50A.MeV pour ce même système, pourra nous renseigner sur l'évolution de la contribution de cette énergie collective avec l'énergie de bombardement. De plus, cette analyse permettra d'étudier l'influence des différentes composantes de l'énergie d'excitation (énergie thermique, énergie collective) sur le mode de désintégration du système composite.

Les spectres énergétiques et les énergies moyennes des protons, deutons et ^3He ne sont pas reproduits avec le scénario de multifragmentation chaude et d'expansion radiale. En ce qui concerne les protons et les deutons, les spectres d'énergie cinétique déduits des simulations présentent des pentes plus fortes que celles observées dans les données expérimentales. De plus, les valeurs des énergies les plus probables sont inférieures à celles obtenues expérimentalement. Comparé aux résultats expérimentaux, le spectre énergétique des ^3He prédit par la théorie présente un fort taux de production au niveau des basses énergies. Différentes hypothèses peuvent être avancées pour expliquer le désaccord entre les calculs et l'expérience:

- les particules légères pourraient avoir été émises au cours de collisions nucléon-nucléon dans les premiers instants de la collision ;
- il existerait une hiérarchie dans l'émission des produits de désintégration de la source excitée.

Pour trancher entre ces deux hypothèses, on pourrait : d'une part, effectuer de nouveaux calculs théoriques avec des modèles plus sophistiqués traitant toute la dynamique de la collision ; d'autre part, analyser des expériences réalisées avec des systèmes asymétriques correspondant au même nombre total de nucléons, tels que Ni + Au. En effet, pour ces systèmes, la vitesse du référentiel nucléon-nucléon n'est plus confondue avec la vitesse de recul du noyau composite émetteur, reconstruite avec les fragments. On peut donc espérer réussir à séparer pour ce système la phase de prééquilibre de la phase de désintégration de la source excitée.

ANNEXES

ANNEXES

1. Le repère de l'ellipsoïde.

Pour avoir une meilleure visualisation de la forme des événements, nous représentons les vitesses des particules légères et des fragments dans un nouveau référentiel : le repère de l'ellipsoïde.

Il est construit à partir des valeurs propres et vecteurs propres du tenseur des impulsions F . Celui-ci accorde une importance relative plus grande aux fragments les plus rapides.

Les composantes de F sont calculées événement par événement et définies par :

$$F_{ij} = \sum_{n=1}^{M_{fmi}} \frac{\vec{P}_i^{(n)} \cdot \vec{P}_j^{(n)}}{2 A_{(n)}}$$

avec $i = 1, 3$ et $j = 1, 3$.

La sommation porte sur les M_{fmi} fragments de masse intermédiaire ($Z \geq 3$) détectés en coïncidence à chaque événement. Les variables $A(n)$ représentent les masses des particules et les quantités $P(n)$ sont leurs impulsions calculées dans le repère du centre de masse de la réaction. Les indices courants i et j désignent les 3 composantes des coordonnées cartésiennes de ces impulsions.

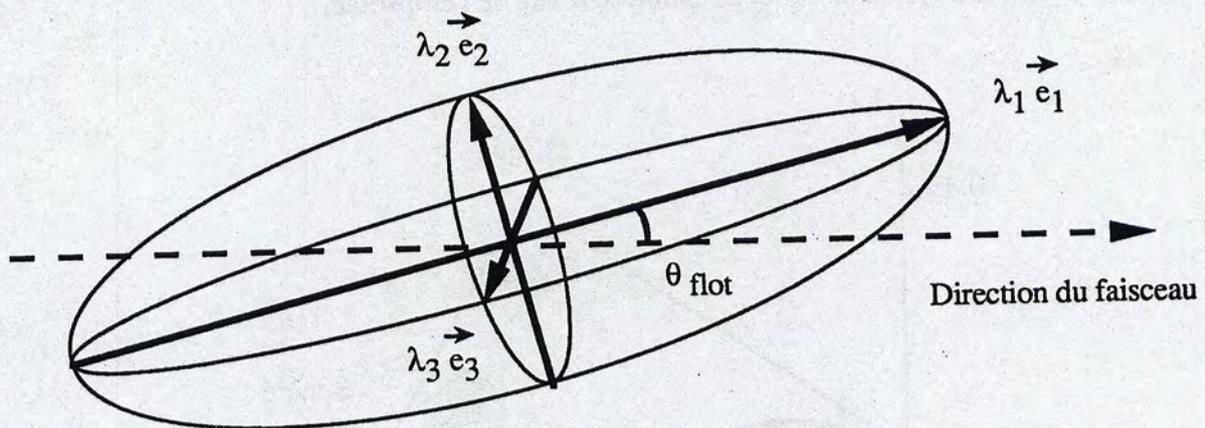


Figure A.1 : Ellipsoïde des moments caractéristique d'un événement et présentation des significations données aux vecteurs propres et valeurs propres du tenseur.

La diagonalisation du tenseur F donne trois valeurs propres $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ que l'on normalise et qui déterminent les longueurs des trois axes principaux de l'ellipsoïde. Les trois

vecteurs propres e_1, e_2, e_3 définissent les orientations de ses axes. Les valeurs propres sont classées par ordre croissant tel que $\lambda_1 > \lambda_2 > \lambda_3$. La direction e_1 représente alors l'axe privilégié d'émission des fragments. L'angle défini par la direction du faisceau et cet axe privilégié est appelé angle de flot θ_{flot} .

La figure A.1 schématise l'ellipsoïde des moments caractéristique d'un événement et explicite les significations données aux vecteurs propres et valeurs propres du tenseur ayant permis sa construction.

2. La sphéricité et la coplanarité.

Chaque événement peut être caractérisé par un ellipsoïde construit à partir des valeurs propres $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ et vecteurs propres e_1, e_2, e_3 du tenseur des moments. Pour préciser sa forme, deux variables appelées sphéricité (SS) et coplanarité (CC) peuvent être calculées. Leurs définitions sont les suivantes :

$$SS = 3/2 (1 - \lambda_1) \quad \text{et} \quad CC = \sqrt{3/2} (\lambda_2 - \lambda_1)$$

Dans les cas idéaux d'événements possédant une symétrie de révolution, on obtient des valeurs spécifiques des couples (SS, CC) : (1, 0) pour une sphère, (0, 0) pour un cigare et (3/4, $\sqrt{3/4}$) pour un disque. Sur la figure A.2 représentant la coplanarité en fonction de la sphéricité, on a repéré l'emplacement de ces formes limites. Les couples donnés pour les cas idéaux sont ceux que l'on obtiendrait avec des événements possédant un très grand nombre de fragments. Ce n'est pas le cas des événements qui nous intéressent et qui ne contiennent qu'un nombre limité de fragments (3 à 15). Les valeurs de la sphéricité et de la coplanarité que nous calculerons ne seront donc qu'un reflet de la forme réelle de l'ellipsoïde.

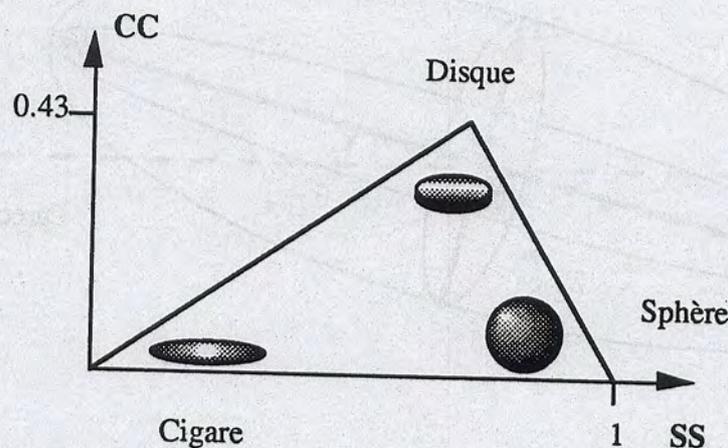


Figure A.2 : Représentation de la coplanarité en fonction de la sphéricité et formes limites des événements possédant une symétrie de révolution

3. Impulsions transverse et parallèle totales. Rapport d'isotropie.

On peut construire deux observables qui renseignent sur la présence d'une direction privilégiée d'émission des particules. Ce sont les impulsions transverse et parallèle totales emportées par les fragments de masse intermédiaire (P_t et $P_{//}$ respectivement). Elles sont déterminées événement par événement et définies de la façon suivante :

$$P_t = \frac{2}{\pi} \frac{\sum_{i=1}^{M_{fmi}} A_i |V_{it}|}{\sum_{i=1}^{M_{fmi}} A_i}$$

$$P_{//} = \frac{\sum_{i=1}^{M_{fmi}} A_i |V_{i//}|}{\sum_{i=1}^{M_{fmi}} A_i}$$

La sommation porte sur les M_{fmi} fragments ($Z \geq 3$) de masse A_i détectés en coïncidence dans chaque événement. Les variables V_i sont leurs vitesses calculées dans le repère du centre de masse du système Xe + Sn à 50 A.MeV. Les symboles $V_{i//}$ et V_{it} désignent les composantes longitudinale (suivant l'axe z du faisceau) et transverse (dans un plan perpendiculaire à Oz) de la vitesse V_i . Un facteur $2/\pi$ est affecté à P_t afin d'obtenir l'égalité des deux composantes dans le cas d'une distribution isotrope d'impulsion dans l'espace.

Le rapport des composantes transverse et longitudinale de l'impulsion totale des fragments de masse intermédiaire permet de calculer le rapport d'isotropie R_p :

$$R_p = \frac{P_t}{P_{//}}$$

Il donne une idée quantitative de la distribution des impulsions dans l'espace. Un rapport d'isotropie proche de 1 est caractéristique d'un événement isotrope. De petites valeurs de R_p ($\ll 1$) indiquent que l'axe du faisceau est la direction privilégiée des événements. De grandes valeurs de R_p ($\gg 1$) montrent au contraire que les fragments sont émis préférentiellement dans un plan perpendiculaire au faisceau.

4.1 Le simulateur SIMON (DUR 95).

4.1.1 Caractéristiques des préfragments.

a) Charges et masses.

Le modèle SIMON considère l'émission simultanée de N préfragments constituant une source primaire de masse A_0 , de charge Z_0 , et d'énergie d'excitation E_0^* . Le nombre N et la masse minimale A_{\min} de ces préfragments sont ajustés de façon à reproduire le plus raisonnablement possible les distributions de charges et de multiplicités expérimentales. Les masses A_i des préfragments sont tirées aléatoirement sur la masse A_0 de la source excitée et les charges Z_i correspondantes sont choisies de manière à conserver le rapport N/Z du noyau initial (A_0, Z_0). Toutes les partitions $C(A_i, Z_i)_{i=1,N}$ sont équiprobables. Cependant une configuration est rejetée si l'un des préfragments possède une masse inférieure à A_{\min} ou si elle n'est pas énergétiquement possible.

b) Positions et impulsions.

Les préfragments sont assimilés à des sphères et sont placés de façon à obtenir les configurations spatiales les plus compactes possibles. Les différentes formes proposées par le modèle sont la sphère, le disque ou le tore. Pour nos simulations, nous avons choisi la forme sphérique et le principe général de l'algorithme qui permet de positionner les préfragments dans l'espace est le suivant : les trois premiers préfragments sont placés dans un plan et définissent un triangle. Les deux préfragments suivants sont positionnés sur et sous ce plan, au centre du triangle. Enfin, les préfragments supplémentaires sont logés dans les interstices vacants. Les surfaces des préfragments sont séparées d'une distance d_{crit} qui est un paramètre du modèle pouvant être modifié. Pour nos calculs, nous avons fixé d_{crit} à 2 fermis. Cette valeur est à peu près équivalente à la distance séparant deux fragments de fission dont l'énergie de répulsion coulombienne correspond à la systématique de Viola.

Les positions \vec{r}_i des préfragments sont déterminées de telle façon que le barycentre de la configuration vérifie la relation suivante :

$$\sum_{i=1}^N Z_i \vec{r}_i = \vec{0}$$

\vec{r}_i désigne le vecteur reliant le centre du préfragment i , de charge Z_i , au barycentre de la configuration. N représente le nombre initial de préfragments.

Les impulsions \vec{p}_i des préfragments sont définies à partir des équations de conservation de l'impulsion et du moment angulaire :

$$\sum_{i=1}^N \vec{p}_i = \vec{0} \quad \text{et} \quad \sum_{i=1}^N \vec{p}_i \wedge \vec{r}_i = \vec{L}$$

et de l'expression suivante qui traduit la conservation de l'énergie : $\frac{p_i^2}{2 A_i} = E_{th,i} + E_{coll,i}$

Dans nos simulations, nous avons fixé la valeur du moment angulaire \vec{L} de la source primaire à zéro.

$E_{coll,i}$ représente l'énergie collective radiale du préfragment i se déplaçant avec une vitesse d'expansion V_i qui vaut :

$$V_i = \sqrt{2 \frac{900}{931.5} E_{rad} * \frac{r_i}{R}}$$

avec :

$$R^2 = \frac{\sum_{i=1}^N A_i r_i^2}{A_0}$$

r_i est la position du préfragment et E_{rad} désigne la fraction de l'énergie d'excitation qui est gelée sous forme d'énergie collective radiale. E_{rad} est un paramètre d'entrée du modèle qui est ajusté pour reproduire les spectres énergétiques et les vitesses relatives des fragments obtenus expérimentalement. On a donc :

$$E_{coll,i} = \frac{1}{2} A_i 931.5 \frac{V_i^2}{900}$$

Avec ces différentes formules, on constate que les préfragments situés à la périphérie de la configuration spatiale sont plus rapides que ceux proches du centre de la sphère. Dans ce cas le mouvement collectif est appelé expansion auto-similaire.

$E_{th,i}$ désigne l'énergie thermique du préfragment i . Elle est tirée selon une distribution maxwellienne d'énergie moyenne $2T$:

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

Cette expression est obtenue dans le cadre de la théorie statistique et correspond au spectre d'énergie cinétique des particules évaporées par un noyau composé. E représente l'énergie cinétique des particules au dessus de la barrière coulombienne. T est la température de la source (A_0, Z_0) d'énergie d'excitation E_0^* . Elle est déterminée à l'aide de la formule :

$$E_{th}^* = a_0 T^2 \quad \text{avec} \quad a_0 = \frac{A_0}{10}$$

a_0 est le paramètre de densité de niveau du noyau (A_0, Z_0). Le facteur du dénominateur pris pour sa détermination est une valeur moyenne déduite de mesures expérimentales. E_{th}^* est l'énergie d'excitation disponible sous forme thermique, elle est calculée à partir de l'expression :

$$E_{th}^* = E_0^* - \sum_{i=1}^N E_{coll,i} - Q - \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N E_{cou,i}$$

Le Q de la réaction est calculé avec les excès de masse, donnés par des tables élaborées à partir de mesures expérimentales. $E_{cou,i}$ représente l'énergie d'interaction coulombienne du préfragment i avec les autres préfragments constituant la source primaire. $E_{cou,i}$ est calculée de la façon suivante :

$$E_{cou,i} = \sum_{j \neq i, j=1}^N \frac{Z_i Z_j e^2}{|\vec{r}_i - \vec{r}_j|}$$

Z_i et Z_j désignent les charges des préfragments i et j situés respectivement aux positions \vec{r}_i et \vec{r}_j dans l'espace.

La trajectoire de chaque préfragment est donnée par les équations de Lagrange régissant l'évolution de \vec{r}_i et \vec{p}_i en fonction du temps :

$$\dot{\vec{p}}_i = - \overrightarrow{\text{grad}} E_{cou,i}$$

$$\dot{\vec{r}}_i = \frac{\vec{p}_i}{A_i}$$

Ces équations sont résolues en tenant compte du champ coulombien créé par les autres noyaux, à des pas d'intégration d'abord courts puis s'allongeant pendant le déroulement de la désintégration. Ce traitement permet de conserver les corrélations spatio-temporelles entre tous les produits de désexcitation.

c) Energie d'excitation.

L'énergie d'excitation résiduelle E^* à répartir entre les N préfragments est déterminée à partir des différents termes définis plus haut :

$$E^* = E_0^* - \sum_{i=1}^N E_{th,i} - \sum_{i=1}^N E_{coll,i} - Q - \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N E_{cou,i}$$

Le partage de l'énergie résiduelle E^* est effectué dans l'hypothèse de l'équilibre thermique, c'est à dire de l'égalité des températures dans les noyaux. L'énergie d'excitation E_i^* de chaque préfragment i , de masse A_i , est alors donné par la formule suivante :

$$E_i^* = \frac{A_i}{\sum_{j=1}^N A_j} E^*$$

Après ces différentes étapes, on dispose de la configuration de départ :

$$C(A_i, Z_i, \vec{r}_i, \vec{p}_i, E_i^*)_{i=1, N}$$

4.1.2 Désexcitation des préfragments

La désexcitation secondaire des préfragments formant la source primaire consiste en une série de cassures binaires séquentielles. Ces différentes étapes sont décrites par la méthode de l'état transitoire (MOR 75, SWI 83). Cette méthode considère que la probabilité de désintégration selon une voie donnée est proportionnelle à la densité d'états au point selle. Ce point correspond à un état particulier de la déformation du noyau. L'évaporation de particules légères et l'émission de fragments par les noyaux sont traitées avec ce formalisme. Les trajectoires des produits secondaires en interaction coulombienne sont traitées tout le long de la cascade de désintégration. L'évolution temporelle du système est donc suivie pas à pas ce qui permet de conserver les corrélations spatio-temporelles entre tous les produits de désintégration.

a) Probabilité de transition et temps de cassure.

Les largeurs partielles de désintégration $\Gamma_{i \rightarrow 12}$ du préfragment ou noyau père (A_i, Z_i, E_i^*) en deux noyaux fils (A_1, Z_1) et (A_2, Z_2) sont déterminées pour toutes les fragmentations énergétiquement possibles, de l'émission d'un neutron à la fission symétrique. Ces largeurs partielles sont calculées à partir de l'expression suivante :

$$\Gamma_{i \rightarrow 12} = \frac{\sqrt{a_1 a_2}}{a_1 + a_2} 2 \sqrt{4 \pi T B} \sqrt{\frac{A_i}{A_1 A_2}} \exp \left(2 \sqrt{a_1 E_1^*} + 2 \sqrt{a_2 E_2^*} - 2 \sqrt{a_i E_i^*} \right)$$

avec :

$$a_k = \frac{A_k}{10} \quad E_i^* - B = a_i T^2 = E_{th,i}$$

Les différents a_k sont les paramètres de densité de niveau du noyau père et des noyaux fils. T est la température du préfragment i et B est la barrière de fission au point selle pour la configuration $i \rightarrow 1 + 2$. Pour les fragments, les barrières de fission dépendent de l'asymétrie de masse et de la forme des produits de fragmentation. Elles sont calculées avec les formules de paramétrisation proposées dans la référence BRZ 91. Pour les particules légères, les barrières sont celles données dans la référence VAZ 81.

Les énergies d'excitation E_1^* et E_2^* des deux noyaux fils sont obtenues en supposant l'équilibre thermique. Elles sont données par :

$$E_1^* = \frac{A_1}{A_1 + A_2} E_{12}^* \quad \text{et} \quad E_2^* = \frac{A_2}{A_1 + A_2} E_{12}^*$$

où E_{12}^* est l'énergie d'excitation résiduelle à partager entre les produits formés par la cassure du noyau père et vaut :

$$E_{12}^* = E_i^* - E_{\text{rel}} - Q_{12} - B$$

E_{rel} représente l'énergie relative entre les deux noyaux fils. Elle est tirée selon une distribution maxwellienne d'énergie moyenne $2T$ -B. Q_{12} est le bilan des excès de masse de la réaction $(A_i, Z_i) \rightarrow (A_1, Z_1) + (A_2, Z_2)$.

La largeur totale Γ_{tot} de décroissance du noyau père permet alors de définir le temps de décroissance τ_0 :

$$\Gamma_{\text{tot}} = \frac{\hbar}{2\pi \tau_0} = \sum_{12} \Gamma_{i \rightarrow 12}$$

Le temps de cassure du préfragment est alors tiré suivant l'exponentielle $\exp(-t/\tau_0)$, et la voie de désintégration du noyau est choisie par tirage Monte-Carlo sur la largeur Γ_{tot} .

b) Trajectoires et caractéristiques des produits secondaires.

La direction d'émission du premier noyau fils dans le référentiel de l'émetteur est déterminée par un tirage aléatoire et le deuxième noyau fils est émis à 180° du premier. Un nouvel angle d'émission est tiré si l'on constate qu'il y a recouvrement avec les autres produits de désintégration.

La distance d_{12} entre les deux fragments est déduite de l'expression :

$$d_{12} = \frac{1.44 Z_1 Z_2}{B} \quad (\text{B est donné plus haut})$$

Les vitesses \vec{V}_1^* et \vec{V}_2^* des produits secondaires dans le référentiel du noyau père sont déterminées à l'aide des équations suivantes :

$$A_1 \vec{V}_1^* + A_2 \vec{V}_2^* = \vec{0} \quad \text{et} \quad \left| \vec{V}_1^* - \vec{V}_2^* \right| = \sqrt{\frac{2 E_{\text{rel}}}{\mu}} \quad \text{avec} \quad \mu = \frac{A_1 A_2}{A_1 + A_2}$$

Les vitesses correspondantes dans le référentiel du laboratoire sont obtenues en ajoutant la vitesse d'entraînement \vec{V}_i du préfragment i , définie précédemment.

Les impulsions \vec{p}_1 et \vec{p}_2 des deux noyaux fils dans le laboratoire sont alors données par :

$$\vec{p}_1 = A_1 (\vec{V}_1^* + \vec{V}_i) \quad \text{et} \quad \vec{p}_2 = A_2 (\vec{V}_2^* + \vec{V}_i)$$

Les trajectoires des noyaux fils sont résolues en tenant compte de l'interaction coulombienne.

Si l'énergie d'excitation des fragments produits est suffisante, ils peuvent à leur tour se désintégrer. Les largeurs totales de fragmentation Γ et les temps de décroissance τ qui les caractérisent sont calculés en employant les formules écrites pour les préfragments. L'intervalle de temps entre deux cassures augmente à mesure que se déroule la cascade puisque les temps de décroissance s'allongent (les largeurs Γ diminuent) lorsque l'énergie d'excitation décroît.

4.2 Le simulateur EUGENE (DUR 95).

La version que nous avons utilisée du modèle EUGENE permet de simuler la phase de désintégration d'un seul noyau excité. De la même façon que dans SIMON, le formalisme employé pour décrire les différentes cassures binaires séquentielles (évaporation de particules ou émission de fragments) est basé sur la méthode de l'état transitoire (MOR 75, SWI 83). L'évolution spatio-temporelle de tous les produits de désexcitation en interaction coulombienne est suivie tout au long du déroulement de la cascade, avec le traitement développé dans SIMON.

REFERENCES

REFERENCES

- AIC 91 : J. Aichelin, Phys. Rep. 202 (1991) 233.
- ALA 92 : J.P Alard, Phys. Rev. Lett. 69 (1992) 889.
- BAD 82 : A. Baden, Nucl. Inst. and Meth. A203 (1982) 189.
- BAR 86 : H.W Barz et al, Nucl. Phys. A448 (1986) 753-763.
- BAR 91 : H.W Barz et al, Nucl. Phys. A531 (1991) 453.
- BAU 86 : W. Bauer et al, Phys. Rev C34 (1986) 2127.
- BAU 93 : W. Bauer et al, Phys. Rev. C47 (1993) R1838.
- BAUG 93 : E. Bauge et al, Phys. Rev. Lett. 70 (1993) 3705.
- BDH : BDH-Merck Ltd, West Quay Rd, Poole, BH15 1HX, England.
- BEN 94 : A. Benkirane, Thèse de Docteur en instrumentation et traitement des données, GANIL T 94 01.
- BEN 92 : J. Benlliure et A. Chbihi, GANIL R 92 12.
- BEN 95 : J. Benlliure, Thèse de Docteur en physique nucléaire, GANIL T 95 02.
- BEN 95: J. Benlliure et collaboration INDRA, Nouvelles du GANIL n°54 (février 1995).
- BER 93 : A. Bertaut, Thèse de Docteur en instrumentation et mesure, GANIL T 93 03.
- BIZ 88 : G. Bizard et al, Nucl. Inst. and Meth. A244 (1988) 483.
- BIZ 93 : G. Bizard et al, Phys. Lett. B302 (1993) 162.
- BIZ 95 : G. Bizard, communication privée, LPC Caen.
- BON 85 : J-P. Bondorf et al, Nucl. Phys. A443 (1985) 321-347, Nucl. Phys. A444 (1985) 460-476.
- BOU 86 : R. Bougault et al, Nucl. Inst. and Meth. A245 (1986) 455.

- BOU 87 : R. Bougault et al, Nucl. Inst. and Meth. A259 (1987) 473.
- BOU 89 : R. Bougault et al, Nucl. Phys. A488 (1989) 255 c.
- BOU 95 : R. Bougault, communication privée, LPC Caen.
- BOW 92 : D.R Bowman et al, Phys. Rev. C46 (1992)1834.
- BRZ 91 : J. Brzychczyk et J. Lukasik, Nucl. Phys. A535 (1991) 272-284.
- BUR 92 : G.F Burgio et al, Phys. Rev. Lett. 69 (1992) 1888.
- CHA 88 : R.J Charity et al, Nucl. Phys. A340 (1988) 371.
- CHA 93 : M. Chartier, Rapport de stage de DEA, GANIL 1993.
- CHO 91 : Ph. Chomaz et al, Phys. Lett. B254 (1991) 340.
- COL 92 : M. Colonna et al, Nucl. Phys. A541 (1992) 295.
- CUS 93 : D. Cussol et al, Nucl. Phys. A541 (1993) 298.
- CUS 95 : D. Cussol, filtre INDRA incluant l'identification, la calibration, la cohérence et la géométrie du détecteur (E. Plagnol et N. Copinet, Thèse de Docteur de l'Université de Caen 1990).
- DRA 89 : D. Drain et al, Nucl. Inst. and Meth. A281 (1989) 528.
- DUR 95 : D. Durand, communication privée, LPC Caen.
- DUR 92 : D. Durand, Nucl. Phys. A541 (1992) 266.
- E177 et E177 a : Propositions d'expériences. Etude des méthodes de calibration pour le détecteur INDRA. Comité d'expériences Janvier 1991.
- ECO 95 : P. Ecomard, Thèse de Docteur en physique nucléaire, GANIL T 95 01.
- EUR : Eurisys Mesures (anciennement Intertechnique), 1 Parc des Tanneries, 67380 Lingolsheim, France.
- FER 82 : J.Fermé, M.Gouttefangeas and GANIL group, Proceedings of the Ninth International Conference on Cyclotrons (Caen, France°, Les Editions de Physique (1982) 3.
- FOX 78 : G.C Fox and S. Wolfram, Phys. Rev. Lett. 41 (1978) 1581.

- FRI 90 : W.A Friedman, Phys. Rev. C42 (1990) 667.
- GOB 93 : A. Gobbi et al, Nucl. Inst. and Meth. A324 (1993) 156.
- GOS 95 : P.B Gossiaux et J. Aichelin, Rapport Interne SUBATECH 95-04.
- GRE 87 : Ch. Gregoire et al, Nucl. Phys. A465 (1987) 317.
- GRO 90 : D.H.E. Gross , Rep. Prog. Phys. 59 (1990) 605.
- GUA 95 : A. Guarnera, communication privée, GANIL Caen.
- HAG 94 : K. Hagel et al, Phys. Rev. C50 (1994) 2017.
- HAU 52 : W. Hauser, H. Feshbach, Phys. Rev. 87 (1952) 366.
- HIR 94 : Proceedings of the Int. Work. on Gross Prop. of Nucl and Exc., Hirshegg, January 17-22 1994.
- HSI 94 : W.C Hsi et al, Phys.Rev. Lett. 73 (1994) 3367.
- HUB 90 : F. Hubert, R. Bimbot and H. Gauvin, Atomic Data and Nuclear Data Tables, 46 (1990) 1.
- HUB 91 : J. Hubele et al, Nucl. Phys. A340 (1991) 263.
- CHB 91 : A. Chbihi et E. Plagnol, GANIL P 91 11.
- JEO 94 : S.C Jeong et al, Phys. Rev. Lett. 73 (1994) 3468
- KEM 84 : J .Kemmer, Nucl. Instr. and Meth. A226 (1984) 89.
- LAF 95 : R. Laforest et al, for INDRA collaboration, TASCC Workshop, Chalk River, Canada, June 26-28 1995.
- LEC 95 : J.F Lecolley, communication privée, LPC Caen.
- LEF 95 : A. Lefevre, communication privée, GANIL Caen.
- LOP 93 : O. Lopez et al, Phys. Lett. B315 (1993) 34.
- LOPE 93 : O. Lopez, Thèse de Docteur en physique nucléaire, LPCC T 93 03.
- LOU 94 : M. Louvel et al, Phys. Lett. B320 (1994) 99.
- LYN 89 : Aladin Collaboration, U. Lynen, GSI Report 1994.

- MES 95 : C. Meslin, Thèse de Docteur en physique nucléaire, LPCC T 95 01.
- MET 95 : V. Metivier, Thèse de Docteur en physique nucléaire, LPCC T 95 01.
- MJA 87 : M. MJAHEDE, Thèse de Docteur en sciences physiques, Université de Clermont II, 1987.
- MOR 75 : L.G Moretto, Nucl. Phys. A247 (1975) 211.
- MOR 93 : L.G Moretto et Wozniak, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 43 (1993) 379.
- NUC : Nuclear Enterprises Ltd, Sighthill, Edinburg, Scotland.
- OGI 89 : C.A Ogilvie et al, Phys. Rev. C40 (1989) 654.
- OUA 95 : A. Ouatzerga, Thèse de docteur en physique nucléaire, IPNO-T-95-05.
- PEG 90 : A. Peghaire et al, Nucl. Inst. and Meth. A295 (1990) 365.
- PET 90 : J. Peter et al, Nucl. Phys. A519 (1990) 617.
- PHA 92 : L. Phair et al, Nucl. Phys. A458 (1992) 482.
- PHA 93 : L. Phair et al, Nucl. Phys. A564 (1993) 453.
- PHI : Philips Photonics, F19108 Brive, France.
- PLA 93: E. Plagnol et collaboration INDRA, Nouvelles du GANIL n°44 (février 1993).
- POU 88 : J. Pouliot et al, Nucl. Instr. and Meth. A270 (1988) 69.
- POU 94 : J. Pouthas et al, GANIL P 94 26. Nucl. Inst. and Meth. A357 (1995) 418. INDRA, a 4π charged product detection array at GANIL.
- POU 95 : J. Pouthas et al, GANIL 95 14. Soumis à Nucl. Inst. and Meth.. Electronics for the INDRA 4π detection array.
- RAI 93 : B. Raine, M. Tripon and B. Piquet, GANIL A 93 01, presented at the Eighth Conference on Real Time Computer Applications in Nuclear, Particle and Plasma Physics, Vancouver (Canada), June 1993.
- RAN 93 : J. Randrup, Comp. Phys. Com. 77 (1993) 153.
- RIT 88 : H.G Ritter, Nucl. Phys. A488 (1988) 651 c.

- RUD 91 : G. Rudolf, CRN Strasbourg PN 91-06 (1991).
- SAI 88 : F. Saint-Laurent et al, Phys. Lett. 202B (1988) 190.
- SEE 67 : Seeger et Prisho, Los Alamos Report LA-3751 1967.
- SOB 83 : L.G Sobotka, Phys. Rev. Lett. 51 (1983) 2187.
- SOU 90 : R.T Souza et al, Nucl. Inst. and Meth. A295 (1990) 109.
- STE 89 : J.C Steckmeyer, Nucl. Phys. A500 (1989) 372-398.
- STE 95 : J.C Steckmeyer et al, Nucl. Instr. and Meth. in Physics Research A361 (1995) 472-481.
- STE 95 : J. C Steckmeyer et al, Soumis à Phys. Rev. Lett, Preprint LPCC 95-13.
- STR 90 : D. W Stracener et al, Nucl. Instr. and Meth. in Physics Research A294 (1990) 485 - 503.
- SCH 95 : F. Schussler et al, Nucl. Phys. A584 (1995) 704.
- SUR 89 : E. Suraud, Ch. Gregoire, B. Tamain, Prog. Nucl. Part. Phys. 23 (1989) 357.
- SUR 90 : E. Suraud, Cours de l'Ecole Joliot-Curie 1990.
- SWI 83 : W. Swiatecki, preprint LBL-11403 (1983).
- TEH 87 : K.M. Teh et al, Nucl. Instr. and Meth. A254 (1987) 600.
- VAZ 81 : C. VAZ et al, Phys. Rep. vol n°5 (1981) 373.
- WEI 37 : V. Weiskopff, Phys. Rev. 52 (1937) 69.
- WES 85 : G.D Westfall et al, Nucl. Inst. Meth. A238 (1985) 347.
- WIE 93 : J.P Wieleczko et al, Contribution à II TAPS workshop, Guardamar, Espagne 1993.
- WIL 52 : D.H Wilkinson, Rev. Sci. Inst. 23 (1952) 414.

Résumé :

Cette thèse concerne la recherche d'une signature expérimentale d'un mouvement collectif de matière dans la multifragmentation des noyaux chauds formés dans les collisions centrales de la réaction Xe+Sn à 50 MeV/nucléon. Les mesures ont été obtenues à l'aide du multidétecteur INDRA. Les collisions centrales ont été sélectionnées à l'aide d'une variable de forme construite dans l'espace des impulsions des fragments. Les spectres et les distributions de charge des produits montrent que la majeure partie des particules et des fragments chargés provient de la désintégration d'une source équilibrée. La section efficace minimale de formation de cette source est de 40 mb. A ce mécanisme se superpose une production indiquant la persistance d'un effet de voie d'entrée. La charge (Z) et l'énergie d'excitation (12.5 MeV/nucléon) de la source équilibrée ont été déterminées par comptage et par calorimétrie. Les données ont été comparées aux prédictions d'un modèle d'émission séquentiel et d'un modèle phénoménologique de multifragmentation simultanée. Seul, le scénario simultané est capable d'expliquer les distributions d'angles relatifs entre les fragments. Les spectres d'énergie des fragments sont correctement reproduits en supposant une énergie collective radiale de 2 MeV/nucléon indépendante du fragment. Toutefois, il n'est pas possible d'expliquer les observables cinétiques des particules légères avec ce scénario de multifragmentation avec énergie collective radiale.

Abstract :

This work concerns the search of an experimental signature of a collective motion in the process of the multifragmentation of hot nuclei formed in the central collisions of the Xe+Sn system at 50 MeV/nucleon. The measurements have been performed with the multidetector INDRA. The central collisions have been selected by means of a shape variable using momenta of the fragments. The spectra and the charge distributions of the products show that most of the charged particles and fragments comes from the disintegration of an equilibrated source. A minimum value of 40 mb is given for the cross section of such a mechanism. The charge (Z) and the excitation energy (12.5 MeV/nucleon) of the equilibrated source have been determined by counting and with the calorimetry method. Comparison to the predictions of a sequential binary model and a phenomenological simultaneous model have been made. Only the simultaneous disintegration is able to explain the distribution of the relative angle between fragments. The energy spectra of the fragment are correctly reproduced assuming a collective energy of 2 MeV/nucleon. No dependance of this collective energy is found respect to the charge of the fragment. However, this process of a multifragmentation with a collective energy fails to explain the properties of the light charged particles.

Mots-clés

collisions d'ions lourds
énergies intermédiaires
systèmes symétriques
collisions centrales
équilibre
énergie d'excitation
multifragmentation
énergie collective