



**HAL**  
open science

# Méthodes de tri dans les collisions d'ions lourds aux énergies de Fermi et modes de désexcitation avec le multidétecteur INDRA

Philippe Loutesse

► **To cite this version:**

Philippe Loutesse. Méthodes de tri dans les collisions d'ions lourds aux énergies de Fermi et modes de désexcitation avec le multidétecteur INDRA. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université Claude Bernard - Lyon I, 2005. tel-00127989

**HAL Id: tel-00127989**

**<https://theses.hal.science/tel-00127989>**

Submitted on 30 Jan 2007

**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.

PHILIPPE LAUTESSE

**Méthodes de tri dans les collisions d'ions lourds aux  
énergies de Fermi et modes de désexcitation avec le  
multidétecteur INDRA**

Mémoire d'habilitation à diriger des recherches

Institut de Physique Nucléaire de Lyon  
UNIVERSITÉ CLAUDE BERNARD LYON-1

23 Novembre 2005



# Remerciements

C'est avec un réel plaisir que je voudrais remercier les membres de mon jury : Mme M. F. Rivet, MM. A. Demeyer, B. Ille, M. Pârlog, R. Roy et B. Tamain avec une mention particulière pour Marie-France, Bernard T. et René qui ont accepté la lourde charge de rapporteurs. Merci Marie-France pour toutes les discussions que nous avons eues, pour toutes tes remarques (toujours fort pertinentes) sur ce travail (et d'autres), pour ta gentillesse et ta disponibilité (je me souviens notamment d'une certaine thèse...). Merci Bernard d'avoir pris le temps de lire, de critiquer et de discuter le manuscrit avec l'enthousiasme qui te caractérise malgré ton emploi du temps surchargé (et c'est un doux euphémisme). Merci René d'avoir accepté, en plus du travail scientifique fourni, de traverser l'Atlantique pour faire partie de mon jury. En plus d'avoir accepté de participer à ce jury, merci Albert d'avoir accueilli dans ton groupe (Mécanismes de réaction induits par Ions Lourds, M.I.L.) en 1992 le jeune A.T.E.R que j'étais, devenu maître de conférences l'année suivante. Mes premiers pas dans le monde des ions lourds aux énergies intermédiaires me menèrent du côté de Grenoble et du détecteur  $4\pi$  de produits chargés, AMPHORA (avec un salut amical à ses deux "papas lyonnais", D. Drain et B. Chambon, aujourd'hui joyeux retraités). Je n'oublie pas non plus Bernard I., que je remercie d'avoir accepté de présider ce jury et que j'ai connu au CERN lors de l'expérience NA46, qui a servi de support à mon travail de thèse, dans laquelle nous traquions fièvreusement le "Darmstadtton", petit animal imaginaire venu des abords de la forêt noire, du côté de GSI. Je me souviens d'une "4L" roulant fièvreusement entre Meyrin et Prévessin et pilotée de main de maître par celui qui est aujourd'hui le directeur de notre institut. Enfin merci Marian, pour avoir accepté de faire partie de ce jury ainsi que pour tous tes conseils et tes remarques pertinentes, constructives et amicales sur ce travail.

J'ai cité plus haut le groupe M.I.L., qui a depuis maintenant trois ans fusionné avec le groupe Structure Nucléaire de l'institut pour constituer le groupe Matière Nucléaire et je voudrais saluer ici tous mes collègues, avec qui il est agréable et enrichissant de travailler : Mmes M. Meyer, N. Redon et Ch. Schmitt, MM. D. Guinet et O. Stezowski ainsi que nos deux doctorants, B. Rossé et D. Mercier (en collaboration avec l'université de Caen). Je voudrais remercier plus particulièrement Michèle pour m'avoir fait confiance il y a maintenant plus de dix ans en m'intégrant dans son équipe pédagogique de "propriétés de la matière" de la licence de physique. Je voudrais également témoigner ma sympathie à mes collègues du groupe Collisions Atomiques dans les Solides (C.A.S.), avec qui j'ai toujours plaisir à collaborer : M. Chevallier, D. Dauvergne, C. Ray et l'inf-

tigable professeur émérite, J.C Poizat. Je voudrais citer aussi X. Artru avec j'ai toujours un grand plaisir à discuter.

Les analyses que j'ai présentées dans ce mémoire sont le fruit du travail de la collaboration INDRA, que le groupe de Lyon a intégré dès la première campagne de mesure en 1993, et je voudrais remercier ici tous les membres de la collaboration, passé ou présent, permanents ou non et qui ont contribué au succès de ce multidétecteur  $4\pi$  de produits chargés et qui est aujourd'hui encore, le plus performant au monde. Bien entendu j'aurai une pensée plus particulière pour ses membres lyonnais, A. Demeyer (aujourd'hui dans le groupe hadronthérapie de l'institut), E. Gerlic (jeune retraité, dont j'ai particulièrement apprécié le dynamisme et la rigueur scientifique, en plus de ses qualités humaines, et avec qui j'ai beaucoup aimé travailler notamment pour rédiger notre dernier "PRC"), D. Guinet (maître communicant de notre université et qui poursuit l'aventure de la collaboration INDRA) et M. Stern (aujourd'hui dans le groupe Matière noire de l'institut). Je n'oublie pas non plus la bande de joyeux thésards qui se sont succédés dans le groupe et qui ont contribué chacun à constituer une ambiance de travail, même dans les longues périodes de dépouillement, dynamique et pétillante. Je voudrais témoigner mon amitié à E. Bisquer, E. Galichet (aujourd'hui du côté de l'IPN Orsay) ainsi qu'à L. Lebreton (aujourd'hui du côté de Cadarache) et à D. Benchekroun (aujourd'hui à l'université de Casablanca). J'ai particulièrement apprécié de travailler avec Diane Doré (aujourd'hui du côté de Saclay), et je me souviens du "peps" insufflé à l'équipe pendant son séjour post-doctoral.

Ce travail ne serait pas ce qu'il est sans A.M. Maskay ni R. Moustabchir, qui par leurs efforts, leur ténacité et leur enthousiasme ont permis de faire évoluer significativement les analyses que j'ai présentées dans ce mémoire. Ces deux thèses furent les premières que j'ai co-encadrées et j'en garde un souvenir fort, scientifiquement et humainement.

Je voudrais également adresser un salut amical à P. Désesquelles avec qui nous avons étroitement collaboré pour la thèse d'Anne-Marie et avec qui j'ai toujours plaisir à travailler. Merci également à Francesca Gulminelli pour son précieux soutien théorique et qui a toujours répondu avec la même précision et la même gentillesse à tous mes nombreux messages en forme de point d'interrogation.

Enfin je voudrais rendre hommage à la mémoire de M. Spighel, que j'ai eu la chance de cotoyer pendant ma thèse et qui était un grand bonhomme de la physique, un expérimentateur d'exception pour qui une expérience débutait dans les articles et se terminait par des articles en incluant toutes les étapes intermédiaires de la construction à l'analyse sans qu'aucune ne soit plus noble qu'une autre, toutes étant indispensables. L'expérience NA46 ("la chasse au Darmstadton") en était un modèle du genre et représentait en plus, à mes yeux, une certaine conception de la liberté scientifique. Merci Maurice !

Je ne terminerai pas sans remercier tous mes proches, mes parents, et bien sur H el ene, pour le bonheur de chaque instant.



*Au temps où les faux culs sont la majorité  
Gloire à celui qui dit toute la vérité  
G. Brassens*





# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>iii</b>
<b>Table des matières</b>	<b>ix</b>
<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Objectifs et moyens</b>	<b>5</b>
1.1 Objectifs . . . . .	5
1.1.1 Propriétés statiques . . . . .	5
1.1.2 Propriétés dynamiques . . . . .	8
1.2 Moyens . . . . .	8
1.2.1 Multidétecteur INDRA . . . . .	8
1.2.2 Campagnes de mesures . . . . .	10
<b>2 Outils de sélection</b>	<b>13</b>
2.1 Complétude des événements . . . . .	13
2.2 Variables globales . . . . .	15
2.2.1 Variables statiques . . . . .	15
2.2.2 Variables cinématiques . . . . .	17
2.3 Quantification de la discrimination liée à une observable . . . . .	20
2.3.1 Définition du pouvoir discriminant d'une variable . . . . .	20
2.3.2 Application aux variables globales usuelles . . . . .	21
2.4 Analyse Factorielle Discriminante et moments multidimensionnels . . . . .	21
2.5 Application aux événements simulés pour Ni+Ni à 32A MeV . . . . .	24
2.5.1 Représentativité des événements . . . . .	25
2.5.2 Vérification sur d'autres modèles . . . . .	26
2.5.3 Conclusion . . . . .	28
<b>3 Caractérisation expérimentale des événements Ni+Ni</b>	<b>29</b>
3.1 Détermination de la section efficace de fusion . . . . .	30
3.1.1 Section efficace de fusion à 32A MeV . . . . .	30
3.1.2 Section efficace de fusion aux énergies supérieures . . . . .	31
3.1.3 Comparaison des sections efficaces pour les systèmes Ar+KCl et Ar+Ni . . . . .	32
3.1.4 Systématique des systèmes légers . . . . .	34
3.1.5 Comparaison avec deux simulations semi-classiques : BNV et Landau-Vlasov . . . . .	36
3.1.6 Conclusion . . . . .	37

3.2	Caractéristiques des événements Ni+Ni à 32A MeV . . . . .	38
3.2.1	Spectres “bruts” . . . . .	38
3.2.2	Variables statiques et cinématiques . . . . .	40
3.3	Etude de la monosource expérimentale . . . . .	46
3.3.1	Emission : équilibre et prééquilibre . . . . .	46
3.3.2	Taille et énergie d’excitation de la source unique . . . . .	50
3.3.3	Caractéristiques des canaux de désexcitation . . . . .	52
3.3.4	Conclusion . . . . .	58
<b>4</b>	<b>Transition de phase et phénomènes critiques</b>	<b>61</b>
4.1	Amélioration de la méthode de sélection . . . . .	61
4.1.1	AFD et moments multidimensionnels appliqués aux événements expérimentaux . . . . .	61
4.1.2	Vérification avec le code Simon pour Ni+Ni à 32A MeV . . . . .	64
4.1.3	Caractéristiques statiques et cinématiques des événements en fonc- tion de la $D_{625}$ . . . . .	65
4.1.4	Comparaison avec les résultats obtenus précédemment pour Ni+Ni à 32A MeV . . . . .	68
4.1.5	Caractéristiques des événements monosource aux énergies supérieures.	73
4.1.6	Conclusion . . . . .	75
4.2	Etude de la monosource expérimentale et comparaison avec SMM à 32, 40 et 52A MeV . . . . .	76
4.2.1	Taille et énergie d’excitation de la monosource . . . . .	76
4.2.2	Comparaison avec le modèle SMM . . . . .	78
4.3	Recherche de signaux de transition de phase . . . . .	83
4.3.1	Bimodalité . . . . .	85
4.3.2	Corrélations en charge . . . . .	88
4.3.3	Capacité calorifique . . . . .	94
4.4	Recherche de phénomènes critiques : $\Delta$ -scaling . . . . .	98
4.5	Conclusion . . . . .	102
	<b>Conclusion</b>	<b>105</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>109</b>

# Introduction

L'étude de la matière nucléaire sur terre se traduit par l'étude du noyau atomique et notre compréhension du noyau atomique est donc liée à celle des propriétés de la matière nucléaire. En effet, la matière nucléaire est un système infini constitué de nucléons en interaction, un morceau fini de matière nucléaire constituant la partie centrale des noyaux. A une échelle plus macroscopique, le cœur des supernovae de type II est lui aussi constitué de matière nucléaire, plus proche du concept de matière nucléaire infinie. La matière nucléaire joue donc un rôle fondamental à l'échelle du femtomètre pour les noyaux et de quelques dizaines de kilomètres pour le cœur des supernovae de type II[[Sur98](#)].

Sur terre, les noyaux atomiques représentent donc les entités naturelles pour analyser la matière nucléaire afin d'accéder à ses propriétés (thermo)dynamiques. Ces mêmes noyaux atomiques, pris individuellement, permettent d'aborder l'analyse de leur structure, études complémentaires de celles des collisions nucléaires dont les collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires (entre environ 20 et 100A MeV) font l'objet de ce mémoire.

D'un point de vue expérimental, les études de collisions entre noyaux ont pris un nouvel essor depuis une vingtaine d'années et l'avènement de multidétecteurs de première génération[[Biz86](#), [Peg90](#), [Dra89](#), [Wes85](#), [DeS90](#), [Per98](#)] dans un premier temps puis de deuxième[[Pou95](#), [Aie95](#), [Kwi94](#)], avec les multidétecteurs  $4\pi$  de produits chargés qui bénéficient d'une couverture angulaire de presque tout l'espace (90% de  $4\pi$ ) et permettent des mesures de plus en plus exclusives des réactions nucléaires. Le multidétecteur INDRA (Identification de Noyaux avec un Détecteur à Résolution Accrue) demeure à ce jour le plus performant de sa génération.

Néanmoins, le problème de la sélection d'une classe d'événements, ceux ayant perdu la mémoire de la voie d'entrée ou au contraire ceux la conservant, reste un problème crucial et délicat. D'une part, le dispositif expérimental, aussi performant soit-il, n'est

pas parfait et constitue donc un filtre dont il est nécessaire de connaître l'effet pour pouvoir interpréter les résultats obtenus. D'autre part, la sélection d'événements nécessite l'utilisation de variables dites "globales" (une valeur par événement), statiques ou cinématiques, qui permettent d'isoler différentes classes d'événements. Le lot résultant peut présenter deux imperfections : la première est de ne contenir qu'un nombre restreint de partitions par rapport à l'ensemble des partitions de la classe d'événements considérée, donc de ne pas être, ou d'être partiellement, représentatif de cette classe d'événements ; la deuxième est de pouvoir contenir des événements n'appartenant pas à la classe désirée (des événements ayant gardé la mémoire de la voie d'entrée quand on veut sélectionner des événements l'ayant perdu ou inversement). Le problème du tri est donc de devoir faire appel *a priori* à un modèle qui reproduit de manière satisfaisante diverses observables expérimentales (le but n'étant pas ici de faire la physique de ce modèle) pour permettre de quantifier la qualité de la discrimination. L'importance des biais (qui dépendent à la fois du détecteur, du système, et de l'énergie incidente) générés par l'utilisation de telles ou telles variables est ainsi également quantifiée. Une nouvelle méthode de tri, dont nous discuterons les avantages et les inconvénients par rapport aux variables globales usuelles, sera proposée dans ce mémoire.

Une fois le lot d'événements sélectionné, l'étape suivante a pour but de caractériser ses modes de désexcitations pour tenter d'appréhender l'équation d'état de la matière nucléaire. Une première approche consiste à étudier ses propriétés statiques notamment la relation entre l'énergie par nucléon et la densité (pour la matière nucléaire finie cela peut se traduire par la recherche de transitions de phases ou de phénomènes critiques liés à la multifragmentation du système). Nous discuterons dans ce mémoire les analyses résultant de différentes méthodes développées à ce jour telles que la capacité calorifique négative, les corrélations en charges, les fluctuations universelles ou plus récemment l'étude de la bimodalité d'une distribution. Une seconde approche consiste à analyser les propriétés dynamiques de la collision par l'étude des coefficients de transports telle que la viscosité par exemple (c'est-à-dire les paramètres de l'interaction nucléaire dans la matière finie). Cette approche sera également abordée dans ce mémoire.

D'un point de vue théorique, de nombreuses améliorations ont été apportées dans les modèles pour essayer de reproduire et interpréter les données expérimentales issues des détecteurs de nouvelle génération et tenter d'appréhender l'équation d'état de la matière nucléaire.

Les codes statistiques, de plus en plus sophistiqués[[Cha90](#), [Dur92](#), [Bon95](#), [Gro90](#), [Fri90](#), [Kon94](#)] permettent de décrire les désexcitations statistiques séquentielles ou simultanées des noyaux. Ces codes reposent sur l'hypothèse que le système est équilibré avant de traiter la partie désexcitation. Cette hypothèse est un point clé des études de collisions

nucléaires, pour tenter de remonter à une hypothétique équation d'état encore faut-il que les variables statistiques qui la composent aient un sens.

Parallèlement, de nombreux codes dynamiques permettant de décrire la voie d'entrée [Gre87, Ber84, Aic91, Ono93, Fel90, BoN94, Ayi90, Cho94] ont également bénéficié de nombreuses améliorations. Ces codes, basés sur l'équation de Boltzmann nucléaire résolue numériquement, permettent de prédire l'évolution d'un système en fonction de son énergie incidente et de son paramètre d'impact. La comparaison avec l'expérience est là encore délicate, le paramètre d'impact n'étant pas accessible (directement) expérimentalement. Depuis quelques années, des modèles dynamiques stochastiques de type Boltzmann-Langevin [Ayi88, Ayi90, Ran90, Gua96] ont été créés pour tenter d'appréhender le problème des fluctuations non statistiques et reproduire plus fidèlement les données. La comparaison entre les données INDRA d'une part et les codes statistiques et dynamiques d'autre part sera également abordée dans notre étude.

Dans ce mémoire, nous décrirons, dans une brève première partie, les objectifs de la physique des collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires entre 20 et 100 A MeV et les moyens dont les physiciens se sont dotés pour les atteindre. Nous allons étudier dans une deuxième partie le problème fondamental du tri grâce à un outil de sélection performant mais complexe, une analyse factorielle discriminante appliquée aux moments quadridimensionnels, dont nous discuterons les avantages et inconvénients pour discriminer les événements "monosource", minoritaires, des événements "polysource", majoritaires. Le lot expérimental obtenu et les caractéristiques des événements de source unique ainsi que leurs modes de désexcitation seront présentés dans la troisième partie. Enfin nous détaillerons dans une dernière partie la manière dont nous avons amélioré la méthode de tri. Nous analyserons alors le lot nouvellement sélectionné dans l'optique de trouver une signature ou du moins des indices relatifs à une transition de phase de type liquide-gaz et/ou concernant l'existence de phénomènes critiques. Nous dresserons alors, en conclusion, le bilan des résultats obtenus.



# Chapitre 1

## Objectifs et moyens

### 1.1 Objectifs

L'étude des mécanismes de réaction dans les collisions d'ions lourds permet d'analyser dans des conditions extrêmes de température et de pression, d'une part les propriétés statiques de la matière nucléaire (notamment la relation entre l'énergie par nucléon et la densité) et d'autre part les propriétés dynamiques de la collision par l'étude de coefficients de transport (viscosité...)

#### 1.1.1 Propriétés statiques

L'équation d'état d'un système est la relation qui lie les paramètres définissant son état d'équilibre thermodynamique. Dans le cas des fluides réels, cette équation peut être approchée par la relation de van der Waals[\[Waa73\]](#) :

$$(P + a \frac{N^2}{V^2})(V - bN) = NkT,$$

les paramètres  $a$  et  $b$  pouvant être reliés respectivement à la partie attractive à longue portée et répulsive à courte portée de l'interaction entre les molécules que l'on peut modéliser par exemple par un potentiel du type Lennard-Jones[\[Gua96\]](#) qui contient les paramètres caractéristiques de l'interaction intermoléculaire. Par conséquent, l'équation d'état d'un système reflète les interactions élémentaires entre ses constituants. Or l'in-



teraction nucléon-nucléon contient un terme dominant répulsif à courte portée ( $\leq 0.5$  fm) et attractif à plus longue portée ( $\geq 0.8$  fm). Cette forme, analogue à celle d'un potentiel moléculaire de type Lennard-Jones, suggère donc que l'équation d'état d'un système infini de nucléons (figure 1.1, à droite) est voisine de celle d'un gaz de van der Waals (figure 1.1 à gauche).

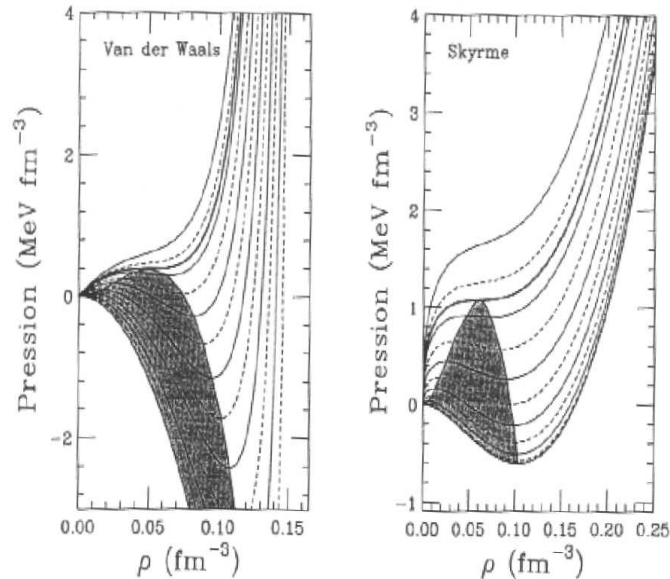


FIG. 1.1 – Comparaison d'une équation d'état de type Van Der Waals (à gauche) avec une équation d'état nucléaire phénoménologique de type Skyrme (à droite).

Réseau d'isothermes dans le plan pression-densité.

C'est cette analogie qui nous donne, en première approximation, la forme générale de l'équation d'état nucléaire qui est présentée figure 1.1 (à droite) en prenant une force effective du type Skyrme[[Sky56](#), [Vau72](#)].

Cette analogie suggère la possibilité de coexistence des phases liquide et gazeuse. Par ailleurs, il est aussi possible de définir pour l'équation d'état nucléaire, aussi bien que pour l'équation d'état des gaz, une région (indiquée en grisée sur la figure 1.1) dans laquelle la dérivée de la pression par rapport à la densité est négative. Dans cette région, qui est appelée spinodale, la matière est mécaniquement instable, car les fluctuations de densité sont amplifiées et peuvent conduire à la formation de fragments. C'est ce concept d'instabilité spinodale (ou de volume) qui a été proposé par Bertsch et Siemens en 1983[[Ber83](#)] pour expliquer la multifragmentation. Dans ce schéma, le système, initialement chaud et comprimé lors de la collision, se dilate et pénètre la région instable dans laquelle les fluctuations s'amplifient et conduisent à la formation de fragments (voir figure 1.2).

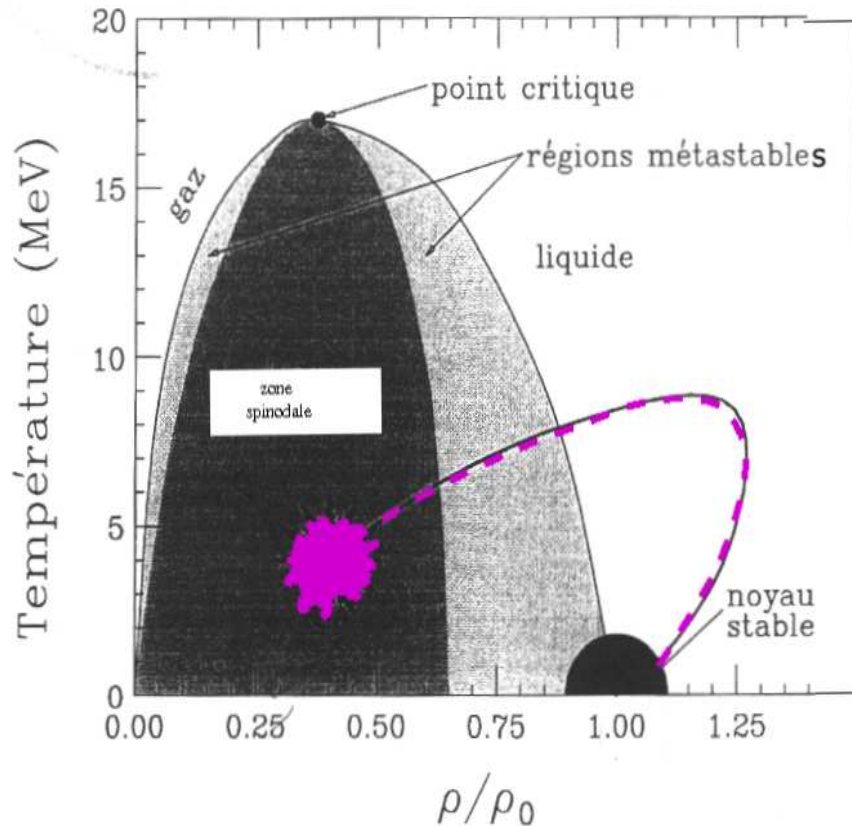


FIG. 1.2 – Evolution possible de la matière nucléaire pendant une collision entre ions lourds dans le plan densité-température.

Une région à haute densité et comprimée est formée à partir de noyaux stables. Le système se dilate ensuite et se refroidit en pénétrant dynamiquement dans la région spinodale où il va se décomposer en fragments et particules.

L'image de l'instabilité spinodale est d'autant plus satisfaisante pour l'esprit qu'elle permet de lier directement équation d'état et dynamique.

Dans ce cadre d'étude, la mise en évidence expérimentale de la multifragmentation semble d'autant plus pertinente que l'énergie disponible lors de la collision est importante pour une énergie incidente donnée, c'est pourquoi nous avons étudié expérimentalement les caractéristiques des collisions centrales (qui correspondent aux petits paramètres d'impact) pour des systèmes symétriques, et nous nous intéresserons essentiellement au système Ni+Ni dont les énergies incidentes s'étendent de 32 à 90A MeV. Des comparaisons seront également discutées avec d'autres systèmes préalablement analysés tel que Xe+Sn par exemple.

### 1.1.2 Propriétés dynamiques

Un autre aspect de l'étude de la matière nucléaire est de rechercher les paramètres de l'interaction nucléaire qui peuvent être appréhendés par l'intermédiaire des problèmes de transparence (ou viscosité) nucléaire. L'étude expérimentale de la fusion, directement reliée au pouvoir d'arrêt de la matière nucléaire donc à sa viscosité peut nous permettre d'obtenir des informations sur les paramètres de l'interaction nucléaire. Nous devons alors estimer la section efficace de fusion, ce que nous ferons pour le système Ni+Ni à différentes énergies incidentes, et comparer les résultats à des simulations dynamiques, qui décrivent la voie d'entrée, telles que les simulations semi-classiques de type Boltzmann-Nordheim-Vlasov (BNV) et Landau-Vlasov.

Dans ce cadre d'étude, comme pour le précédent, il convient de pouvoir identifier la classe d'événements correspondant aux événements ayant perdu la mémoire de la voie d'entrée.

Ce type d'analyse nécessite un détecteur de grande performance permettant des mesures exclusives pour permettre une sélection efficace et précise de la classe d'événements considérée, avec un biais minimum du détecteur pour obtenir des résultats les plus précis possibles afin de contraindre les modèles semi-classiques utilisés.

## 1.2 Moyens

### 1.2.1 Multidétecteur INDRA

Le multidétecteur INDRA compte parmi la 2<sup>ème</sup> génération de matrices conçues pour détecter le grand nombre de particules chargées et fragments émis lors des collisions d'ions lourds[Pou95, Ste95, Pou96]. Ses principales caractéristiques sont les suivantes :

- Granularité et couverture spatiale importantes, permettant ainsi de limiter la probabilité de comptages multiples à 5%. La couverture spatiale est de l'ordre de 90% de l'angle solide  $4\pi$ .
- La gamme en taille des produits de la réaction est étendue ( $1 \leq Z \leq 90$ ) avec des énergies variant de 1 MeV à 4 GeV.
- Une bonne identification isotopique des particules chargées jusqu'au béryllium.

INDRA est constitué de 336 modules de détection indépendants, regroupés en 17 couronnes autour de l'axe de faisceau qui forme son axe de symétrie. La figure 1.3 montre

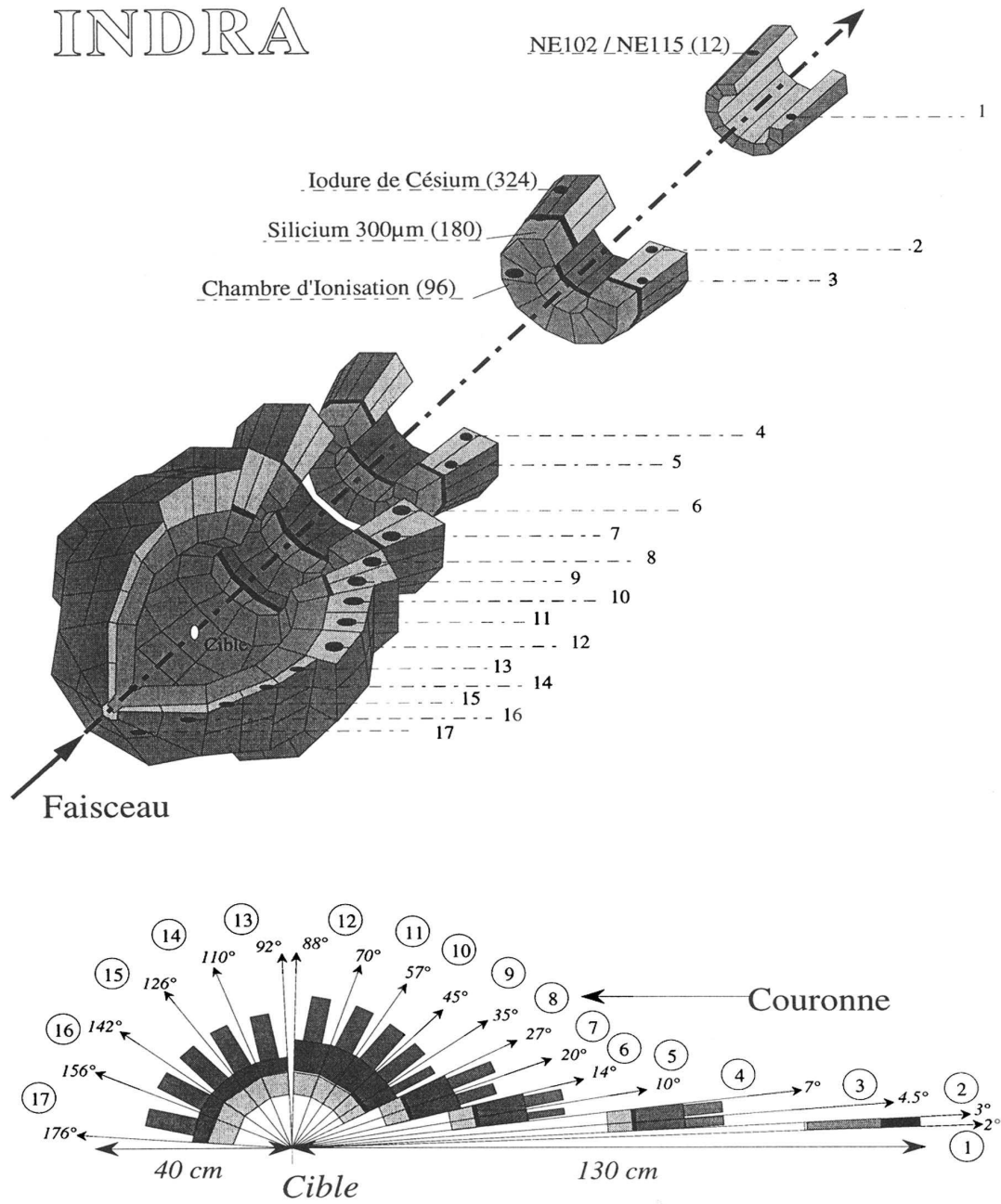


FIG. 1.3 – Représentation en couronnes d'INDRA.  
 Vue générale et en coupe selon l'axe du faisceau du multidétecteur INDRA.

une représentation en couronnes d'INDRA. Selon le type de détecteurs qui forment ses modules, INDRA peut être divisé en trois zones :

- **Couronne 1** ( $2^0 - 3^0$ ) montée avec 12 scintillateurs plastiques Phoswich (NE102 et NE115).
- **Couronnes 2 à 9** ( $3^0 - 45^0$ ) comprenant 180 télescopes à 3 étages de détection (un exemple est donné sur la figure 1.4). Le premier étage est formé par des chambres d'ionisation (ChIo), le second par des détecteurs silicium (Si), et le troisième par des scintillateurs à iodure de césium (CsI).
- **Couronnes 10 à 17** ( $45^0 - 176^0$ ) comportent 24, 16 ou 8 modules chacune et sont constituées de télescopes à seulement deux étages, comprenant une chambre d'ionisation et un scintillateur à iodure de césium.

Dans INDRA, les zones perdues ont trois origines :

- Les trous pour que le faisceau entre et sorte de la chambre à vide ( $0^0 - 2^0$ ,  $176^0 - 180^0$ ).
- L'emplacement de la cible ( $88^0 - 92^0$ ).
- La zone morte entre deux détecteurs.

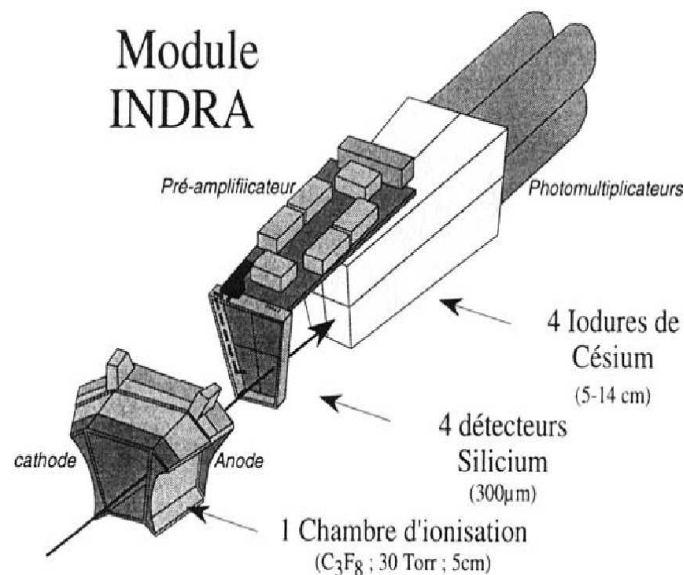


FIG. 1.4 – Exemple d'un module de détection à trois étages d'INDRA.

## 1.2.2 Campagnes de mesures

Cinq campagnes de mesures ont été réalisées depuis 1993, avec lesquelles nous avons constitué une base de données unique au monde pour différents systèmes à différentes

énergies (principalement de 30 à 100A MeV). La diversité des données enregistrées est un atout majeur pour discuter la cohérence des résultats obtenus en fonction de l'énergie de bombardement pour un même système ou pour des systèmes différents à une même énergie incidente. De multiples analyses "croisées" ont été entreprises pour tenter de minimiser les effets dus aux insuffisances du détecteur (absence de masse au-delà du béryllium, absence de détection de neutrons...) et donc renforcer la crédibilité des interprétations proposées.

Les différents systèmes et énergies sont inventoriés dans la liste exhaustive qui suit.

**1e campagne :**

- $^{36}\text{Ar}+^{58}\text{Ni}$  32, 40, 52, 63, 74, 84, 95A MeV.
- $^{36}\text{Ar}+\text{KCl}$  32, 40, 52, 63, 74A MeV.
- $^{129}\text{Xe}+^{nat}\text{Sn}$  25, 32, 39, 45, 50A MeV.
- $^{155}\text{Gd}+^{238}\text{U}$  36A MeV.

**2e campagne :**

- $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$  32, 40, 52, 63, 74, 82, 90A MeV.
- $^{58}\text{Ni}+^{197}\text{Au}$  32, 52, 63, 74, 82, 90A MeV.
- $^{181}\text{Ta}+^{197}\text{Au}$  32.8, 39.6A MeV.
- $^{181}\text{Ta}+^{238}\text{U}(^{12}\text{C})$  32.8, 39.6A MeV.
- $^{238}\text{U}+^{238}\text{U}(^{12}\text{C})$  24A MeV.

**3e campagne :**

- $^{12}\text{C}+^{24}\text{Mg}$  53.2, 95A MeV.
- $^{12}\text{C}+^{124}\text{Sn}$  95A MeV.
- $^{12}\text{C}+^{112}\text{Sn}$  95A MeV.
- $^{107}\text{Ag}+^{58}\text{Ni}$  52A MeV.
- $^{58}\text{Ni}+^{107}\text{Ag}$  52A MeV.
- $^{93}\text{Nb}+^{27}\text{Al}$  30A MeV.
- $^{93}\text{Nb}+^{24}\text{Mg}$  30A MeV.
- $^{93}\text{Nb}+^{116}\text{Sn}$  30A MeV.
- $^{116}\text{Sn}+^{93}\text{Nb}$  25, 30A MeV.

**4e campagne (GSI) :**

- $^{12}\text{C}+^{112}\text{Sn}$  300, 600, 1000A MeV.

- $^{12}\text{C}+^{124}\text{Sn}$  300, 600A MeV.
- $^{12}\text{C}+^{197}\text{Au}$  95, 300, 600,1000, 1800A MeV.
- $^{129}\text{Xe}+^{nat}\text{Sn}$  50A MeV.
- $^{129}\text{Xe}+^{124}\text{Sn}$  80, 100, 150, 250A MeV.
- $^{129}\text{Xe}+^{112}\text{Sn}$  100A MeV.
- $^{197}\text{Au}+^{197}\text{Au}$  40, 60, 80, 100, 150A MeV.
- $^{197}\text{Au}+^{58}\text{Ni}$  100A MeV.
- $^{12}\text{C}+^{238}\text{U}$  1000A MeV.

### 5e campagne :

- $^{129}\text{Xe}+^{27}\text{Al}$  18A MeV.
- $^{129}\text{Xe}+^{58}\text{Ni}$  8A MeV.
- $^{124}\text{Xe}+^{112}\text{Sn}$  32, 45A MeV.
- $^{124}\text{Xe}+^{124}\text{Sn}$  32A MeV.
- $^{129}\text{Xe}+^{nat}\text{Sn}$  8, 12, 15, 18, 20, 25, 27, 29, 35A MeV.
- $^{136}\text{Xe}+^{112}\text{Sn}$  32, 45A MeV.
- $^{136}\text{Xe}+^{124}\text{Sn}$  32, 45A MeV.
- $^{136}\text{Xe}+^{197}\text{Au}$  32A MeV.
- $^{129}\text{Xe}+^{197}\text{Au}$  15, 18, 27, 35A MeV.
- $^{208}\text{Pb}+^{58}\text{Ni}$  28.8A MeV.
- $^{208}\text{Pb}+^{124}\text{Sn}$  28.8A MeV.
- $^{208}\text{Pb}+^{197}\text{Au}$  32, 28.8A MeV.

Le multidétecteur INDRA a été conçu pour que le taux de double comptage n'excède pas 5% ce qui autorise une détection de 40 particules légères chargées et de 10 fragments. C'est le type de scénario que nous allons rencontrer dans le cadre de la multifragmentation, dans les collisions centrales, pour des systèmes lourds de la taille, typiquement, de Xe+Sn (environ 200 nucléons). Cependant, ce multidétecteur permet d'aller bien au-delà de ce type d'étude puisque nous allons pouvoir détecter également des particules chargées et fragments issus de collisions plus périphériques. INDRA est donc un outil puissant pour de multiples études de collisions d'ions lourds entre typiquement 20 et 100A MeV.

Nous allons nous intéresser dans la suite de ce mémoire, aux collisions qui ont perdu la mémoire de la voie d'entrée pour le système Ni+Ni, et en premier lieu nous allons discuter les problèmes du tri des événements.

# Chapitre 2

## Outils de sélection

Nous nous proposons de nous intéresser aux événements ayant perdu la mémoire de la voie d'entrée, que ce soient des événements de type fusion ou plus généralement des événements dits "monosource", dans tous les cas des événements dont les produits de désexcitation semblent provenir d'un émetteur unique, que cette désexcitation statistique soit de type séquentielle ou simultanée (multifragmentation simultanée du système en de multiples fragments). La difficulté de ce type d'étude réside dans le fait que les événements ayant perdu la mémoire de la voie d'entrée que nous voulons sélectionner sont minoritaires par rapport aux événements ayant gardé la mémoire de la voie d'entrée, aux énergies considérées. Le tri des ces différentes classes d'événements s'avère donc délicat et il est nécessaire de trouver un critère de tri qui permette d'isoler au mieux ces événements minoritaires recherchés avant de pouvoir les caractériser.

### 2.1 Complétude des événements

Le fait de rechercher des événements dits monosource, c'est-à-dire issus de collisions centrales (donc de faible paramètre d'impact) qui ont vu les deux partenaires de la collision interagir fortement, conduit naturellement à ne conserver que les événements pour lesquels une détection quasi-complète des produits (chargés) de réaction est obtenue c'est-à-dire une charge et une impulsion totales proches des charge et impulsion totales initiales. Il suffit alors de tracer la carte  $P_{tot} = f(Z_{tot})$ , comme c'est le cas sur la figure 2.1 pour le système Ni+Ni à 32A MeV où nous pouvons ainsi synthétiser simultanément les informations statiques ( $Z_{tot}$ ) et cinématiques ( $P_{tot}$ ) de nos données de base. L'information statistique la plus importante correspond à la zone  $\gamma$  de la figure



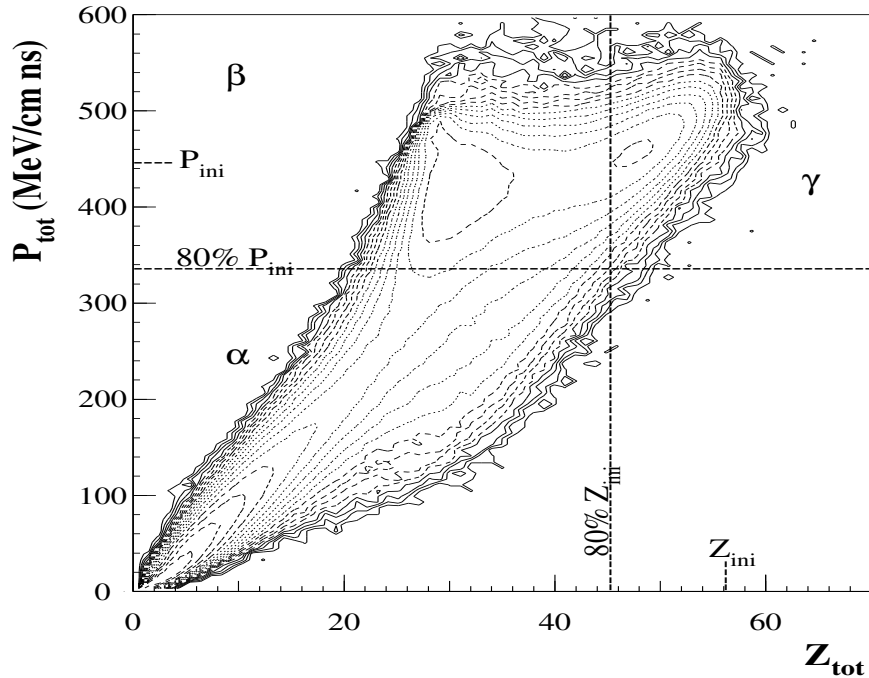


FIG. 2.1 – Impulsion totale en fonction de la charge totale pour Ni+Ni à 32A MeV. Zone  $\alpha$  : mauvaise détection. Zone  $\beta$  : détection du quasi-projectile. Zone  $\gamma$  : bonne détection.

**2.1**, ce qui revient à ne conserver que les événements qui représentent au moins 80% de la charge et de l'impulsion totales.

Dans cette première sélection, une bonne partie des événements issus de collisions les plus périphériques sont éliminés mais il reste néanmoins un fort mélange d'événements conservant la mémoire de la voie d'entrée (majoritaire) et d'événements l'ayant perdu (minoritaire). Pour isoler une classe précise d'événements, il convient donc de formuler et d'appliquer d'autres critères de sélection que la seule complétude. Une deuxième sélection consiste à utiliser des variables dites globales, permettant de caractériser chaque événement par une valeur unique et condensant ainsi l'information, le plus souvent réduite à tel aspect privilégié (de forme d'un événement dans l'espace des vitesses ou de violence d'une collision par exemple) de la réaction considérée.

## 2.2 Variables globales

Maintenant que nous nous sommes assurés de la bonne qualité des données que nous allons utiliser, nous allons présenter les méthodes de sélection les plus couramment utilisées pour tenter de trier les événements. Ces méthodes reposent sur le choix de variables globales contenant un maximum d'information sur les collisions. Ces variables sont utilisées pour isoler des classes d'événements où les noyaux chauds ont des caractéristiques similaires. En plus des variables statiques, comme la multiplicité totale des particules chargées,  $M_{tot}$ [Cav90, Col98], la charge du plus gros fragment,  $Z_{max}$ [Col98], la charge des particules liées ( $Z \geq 2$ ),  $Z_{bound}$ [Hub91], ou la différence de charge entre les deux plus gros fragments,  $Z_{max} - Z_{max-1}$ [Bis96]..., apparaissent des variables cinématiques comme le rapport d'isotropie, angle de flot ...; le choix de ces variables globales varie selon le domaine d'énergie, le dispositif expérimental, le système étudié et bien sûr le lot d'événements que l'on désire sélectionner.

### 2.2.1 Variables statiques

#### Multiplicité

Les campagnes expérimentales sur les multidétecteurs  $4\pi$  AMPHORA[Dra89] (Grenoble, SARA) et  $4\pi$  ARRAY (Lansing, MSU NSCL) ont démontré que la multiplicité totale des particules chargées constitue une bonne évaluation de la violence des collisions d'ions lourds[Col98, mag96, Gel94, Eth92, Elm91] bien que cette sélection soit souvent couplée à d'autres coupures (par exemple, une condition sur la charge du fragment le plus lourd dans l'échantillon conservé si le mécanisme à mettre en évidence est du type "fusion").

#### Charge du plus gros fragment

De même, une sélection des événements monosource s'appuyant sur le seul critère de taille du fragment le plus lourd est essentiellement valide dans le cas d'énergies incidentes faibles (typiquement  $\leq 30A$  MeV). Toutefois, à des énergies supérieures (jusqu'à 115A MeV), cette condition a permis de séparer, après une première sélection en multiplicité, événements dissipatifs et moins dissipatifs dans le cas de collisions violentes[Col98].

## Différence de charge des deux plus gros fragments

Une autre méthode de mise en évidence des événements de fusion consiste à imposer que la différence entre les charges du premier et du deuxième plus gros fragments soit supérieure à une valeur seuil, dépendante du système et de l'énergie incidente. L'inconvénient de cette sélection est qu'elle peut ne conserver qu'une classe particulière d'événements monosource, une fission symétrique du noyau composite étant par exemple éliminée. Ce défaut est cependant modulé par le fait que la probabilité d'une telle désexcitation diminue avec la taille du système, ce qui assure sa pertinence dans le cas de systèmes légers[Bis96].

## Asymétrie de charge

Enfin, une variable basée sur la charge des trois plus gros produits chargés,  $Asym_{123}$  [Kre93], reflète la symétrie de la partition de charge :

$$Asym_{123} = \sqrt{\sum_{n=1}^3 (Z_{max_n} - \langle Z \rangle)^2 / (\sqrt{6} \langle Z \rangle)},$$

avec  $Z_{max_n}$ , les charges des trois plus gros produits chargés de l'événement ( $Z_{max_1} \geq Z_{max_2} \geq Z_{max_3}$ ), et  $\langle Z \rangle$  leur valeur moyenne. Les valeurs proches de 0 mettent en lumière des produits chargés de taille peu différentes les uns des autres tandis que des valeurs proches de 1 signalent au contraire l'existence d'un fragment lourd accompagné de particules légères. La valeur de 0.5 correspond quant à elle à des événements où deux fragments ont des tailles pratiquement égales plus une particule légère. On cherchera donc des événements de fusion du côté des grandes valeurs d'asymétrie mais là encore une fission symétrique serait éliminée car située aux mêmes valeurs que les "bisources". Quant aux événements correspondant aux plus faibles valeurs d'asymétrie ils résultent de collisions extrêmement dissipatives pouvant provenir d'une monosource ou d'une bisource.

Les variables statiques ont toutes en commun l'inconvénient majeur de négliger une partie importante de l'information expérimentale donnée par un multidétecteur, à savoir les énergies et les angles des produits détectés, donc tout ce qui est inhérent à la dynamique de la collision. C'est pourquoi les sélections décrites précédemment sont souvent complétées par d'autres, dont les critères prennent en compte la cinématique

de la réaction.

## 2.2.2 Variables cinématiques

### Énergie transverse

L'une des variables globales cinématiques les plus immédiates est construite sur la somme des énergies perpendiculaires des particules :

$$E_{trans} = \sum_{i=1}^{M_{ult}} E_{\perp}^i. \quad (2.1)$$

où  $i$  désigne le numéro de la particule comptabilisée, et  $E_{\perp}^i$  est l'énergie perpendiculaire à l'axe du faisceau du produit  $i$  et  $M_{ult}$  la multiplicité totale des produits chargés de l'événement. L'énergie transverse est directement corrélée au degré de dissipation d'une collision : les valeurs de  $E_{trans}$  les plus élevées correspondent aux réactions les plus dissipatives (monosources ou bisources très relaxées), donc les plus centrales[Fra98].

### Rapport d'isotropie

Ces interprétations, à quelques nuances près, peuvent être reliées également à une quantité faisant appel aux sommes des impulsions parallèles et perpendiculaires des produits chargés, le rapport d'isotropie :

$$R_{iso} = \frac{2 \sum_{i=1}^{M_{ult}} |P_{\perp}^i|}{\pi \sum_{i=1}^{M_{ult}} |P_{\parallel}^i|} \quad (2.2)$$

Les impulsions  $P_{\perp}^i$  et  $P_{\parallel}^i$  sont calculées dans le centre de masse de la réaction sommées sur la multiplicité ( $M_{ult}$ ),  $\frac{2}{\pi}$  étant un facteur de normalisation.  $R_{iso}$  apporte une information différente de  $E_{trans}$  dans la mesure où la forme de l'événement est ici prise en compte : si l'événement présente une direction privilégiée selon la direction du faisceau, le  $R_{iso}$  sera proche de 0, alors que si les produits chargés sont émis de façon isotrope le  $R_{iso}$  tend vers 1 (ce qui ne signifie pas forcément monosource, la condition n'étant ni nécessaire, ni suffisante[Fra98]).

## Moments de Fox et Wolfram

Le moment de Fox et Wolfram d'ordre deux [Fox78] est défini par

$$H_2 = \frac{1}{H_0} \sum_{i,j} |\vec{p}_i| |\vec{p}_j| \frac{3 \cos^2 \theta_{ij} - 1}{2} \quad (2.3)$$

avec  $H_0 = \sum_{i,j} |\vec{p}_i| |\vec{p}_j|$ . Les indices  $i$  et  $j$  varient de 1 à la multiplicité de l'événement,  $\vec{p}_k$  est le vecteur impulsion du produit chargé  $k$ , et  $\theta_{ij}$  est l'angle relatif entre les deux fragments d'indices  $i$  et  $j$ .

Cette variable  $H_2$  permet de discriminer les événements dans lesquels les produits chargés sont distribués isotropiquement de ceux dont l'émission se fait selon un axe privilégié. Pour les événements les plus sphériques  $H_2$  est près de 0, tandis que pour les plus étirés  $H_2$  tend vers 1. Cette variable, conçue pour la physique des particules est bien adaptée aux multiplicités élevées, ce qui en fait un outil de sélection nettement moins efficace pour les collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires à cause des effets de taille finie. Cette variable a été utilisée en physique nucléaire pour la sélection d'événements monosource, dans le cas de Xe+Sn à 50A MeV [Mar95] et Ar+KCl à 32A MeV [Bis96] notamment, et couplée à d'autres variables globales (une condition sur  $Z_{max} - Z_{max-1}$  pour le système Ar+KCl à 32A MeV) pour pallier les carences inhérentes aux faibles multiplicités. C'est néanmoins pour sélectionner des événements polysource que cette variable a semblé le mieux adaptée à notre domaine d'énergie, ce qui a pu être confirmé qualitativement grâce à une simulation (code Simon) utilisée en traitant successivement la voie d'entrée du système Ni+Ni à 32A MeV en fonction du paramètre d'impact (production d'événements monosource ou bisource) et la voie de sortie (désexcitation séquentielle du système formé), les biais apportés par le détecteur étant bien entendu pris en compte.

## Angle de flot

Une autre grandeur, qu'il est intéressant de définir, est la direction du flux de matière émis après la collision : l'angle de flot. Cette variable peut également nous renseigner sur le type de réaction mis en jeu. Ainsi, pour un événement peu dissipatif, le flux de matière sera caractérisé par une direction proche de celle du faisceau. Dans le cas d'une réaction dissipative, la déviation par rapport à l'axe du faisceau sera beaucoup plus marquée et importante. Si le système perd la mémoire de la voie d'entre, il n'existe plus de direction privilégiée.

Les axes de l'ellipsoïde (vecteurs propres  $\vec{e}_i$  dont les valeurs propres sont  $\lambda_i$ ,  $i =$

1, 2, 3) sont déterminés en diagonalisant le tenseur caractéristique de la forme de l'événement défini par [Cug83] :

$$T_{ij} = \sum_{n=1}^{Mult} \gamma(p^{(n)}) p_i^{(n)} p_j^{(n)}, \quad (2.4)$$

$p_i^{(n)}$  est l'impulsion de la particule n selon l'axe i d'un repère cartésien.  $\gamma(p^{(n)})$  est un poids qui donne l'unité du tenseur :

- \* Si  $\gamma(p^{(n)}) = \frac{1}{m_n}$ ,  $T_{ij}$  a la dimension d'une énergie.
- \* Si  $\gamma(p^{(n)}) = \frac{1}{p^{(n)}}$ ,  $T_{ij}$  a la dimension d'une impulsion.
- \* Si  $\gamma(p^{(n)}) = \frac{1}{(p^{(n)})^2}$ ,  $T_{ij}$  représente la distribution des particules.

Dans la suite nous utiliserons le tenseur en énergie. L'angle de flot est défini comme étant l'angle entre le grand axe ( $\lambda_1 \vec{e}_1$ ) de l'ellipsoïde et la direction du faisceau.

Cette variable, fortement corrélée au rapport d'isotropie, semble actuellement l'une des solutions les plus efficaces pour sélectionner des monosources dans des systèmes lourds, notamment pour Xe+Sn à 32 et 50A MeV [Mar97, Ngu98] ou Gd+U à 36A MeV [Fra98]. Néanmoins dans le cas d'un système léger tel qu'Ar+KCl à 32A MeV, la coupure sur la différence entre les charges du premier et du deuxième plus gros fragment (supérieure à une valeur seuil) couplée à  $H_2$ , donne des résultats bien supérieurs à ceux obtenus grâce à  $\theta_{flot}$  seul [Bis96].

## Sphéricité et coplanarité

Certaines variables de forme utilisent les valeurs propres du tenseur des moments afin de mieux caractériser la forme de l'événement. La sphéricité S et la coplanarité C comptent parmi les plus courantes [Lop89, Mja87] :

$$S = \frac{3}{2}(1 - \lambda_1) \quad (2.5)$$

$$C = \frac{\sqrt{3}}{2}(\lambda_2 - \lambda_3) \quad (2.6)$$

avec  $\lambda_1 > \lambda_2 > \lambda_3$ , valeurs propres du tenseur défini par l'équation 2.4. Les événements dont S=1 et C=0, correspondent à une forme compacte. Ceux pour lesquels S=0 et C=0 ont une forme allongée.

Ces deux variables relativement peu sélectives peuvent être utilisées pour visualiser l'effet des différentes sélections effectuées.

Ces variables cinématiques, qui sont parmi les plus utilisées dans les collisions d’ions lourds aux énergies intermédiaires, semblent donc présenter de meilleurs atouts, par leur nature même, que les variables statiques. Il convient néanmoins pour tenter de trouver la ou les variables idoines, de quantifier la discrimination liée à une observable.

## 2.3 Quantification de la discrimination liée à une observable

Les variables globales permettent de discriminer plus ou moins efficacement les événements monosource et polysource et il convient à présent de tenter de quantifier la qualité de cette discrimination avant d’exposer la méthode d’Analyse Factorielle Discriminante employée pour rechercher la combinaison linéaire des variables globales qui sépare au mieux événements monosource et bisource simulés.

La manière la plus naturelle de quantifier la séparation entre deux distributions est d’en calculer le recouvrement,  $R$  (ou  $O$  pour overlap), ce qui constitue une première mesure simple de la discrimination liée à une variable donnée [Mas99]. Une autre mesure, beaucoup plus générale que le simple calcul de  $R$  de la discrimination d’une variable  $V$ , peut être obtenue en évaluant une quantité appelée “pouvoir discriminant” [Leb82], que nous noterons  $\lambda$ .

### 2.3.1 Définition du pouvoir discriminant d’une variable

Dans le cas de la discrimination de deux nuages de points, l’un représentant les événements monosource et l’autre les événements bisource, il est aisé de comprendre que les deux distributions seront d’autant mieux séparées qu’elles sont étroites et éloignées l’une de l’autre. Mathématiquement, le pouvoir discriminant a pour expression :

$$\lambda = \frac{V^{ext}}{V^{tot}},$$

$V^{ext}$  étant la variance externe,

$$V^{ext} = n_1 \overline{GG_1^2} + n_2 \overline{GG_2^2}$$

et

$$V^{tot} = V^{int} + V^{ext},$$

$V^{int}$  étant la variance interne[Leb82],

$$V^{int} = n_1\sigma_1^2 + n_2\sigma_2^2,$$

avec  $n_1$  (resp.  $n_2$ ) le nombre d'individus de la catégorie 1 (resp. 2),  $\sigma_1$  (resp.  $\sigma_2$ ) son écart type,  $\overline{GG_1}$  (resp.  $\overline{GG_2}$ ) la mesure algébrique de la position du barycentre  $G_1$  (resp.  $G_2$ ) de la catégorie 1 (resp. 2) par rapport au centre de gravité  $G$  de l'ensemble.

Ces définitions traduisent le fait que d'une part l'étalement des distributions correspond à une faible valeur de la variance interne et d'autre part l'éloignement des deux distributions augmente avec la valeur de la variance externe. On en déduit immédiatement que  $\lambda \in [0, 1]$  et qu'une discrimination idéale entraîne  $\lambda \rightarrow 1$ .

### 2.3.2 Application aux variables globales usuelles

Le pouvoir discriminant de quelques variables globales, parmi les plus utilisées pour séparer événements monosource et bisource (événements, générés par le code Simon, filtrés et complets) est donné dans la table 2.1 pour Ni+Ni à 32A MeV. La supériorité discriminante du rapport d'isotropie (calculé dans le centre de masse de l'événement) est tout à fait nette. La moins bonne discrimination des autres variables cinématiques peut s'expliquer par le fait qu'elles accordent trop d'importance à la forme de l'événement, or cette dernière est d'autant moins bien définie que la multiplicité de produits chargés est petite, ce qui est le cas pour le système Ni+Ni à 32A MeV. La multiplicité quant à elle doit son faible pouvoir discriminant à sa nature même de variable statique, ou variable de comptabilisation.

La suite de l'étude consiste à rechercher la variable idéale, combinaison linéaire de toutes les autres, qui permet de séparer au mieux événements monosource et bisource Simon pour le système Ni+Ni à 32A MeV.

## 2.4 Analyse Factorielle Discriminante et moments multidimensionnels

Le nom générique d'analyse discriminante (AD) désigne toute une famille de techniques destinées à décrire et à classer des individus caractérisés par un nombre important de variables[Leb82, Sap90, Des95]. Parmi toutes les techniques d'analyse discriminante



Nom de la variable globale	$\lambda$
Sphéricité	0.21
Coplanarité	0.09
Angle de flot	0.47
$H_2$	0.30
Rapport d'isotropie	0.54
$Z_{max} - Z_{max-1}$	0.29
Multiplicité	0.07

TAB. 2.1 – Valeurs du pouvoir discriminant ( $\lambda$ ) pour des événements (filtrés et complets) Ni+Ni à 32A MeV générés par le code Simon, pour différentes variables globales usuelles parmi les plus utilisées dans les collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires.

possibles, l'Analyse Factorielle Discriminante (AFD) paraît la plus adaptée à notre démarche : en effet l'AFD permet la recherche de la combinaison linéaire de variables qui maximise le pouvoir discriminant  $\lambda$  tel que nous l'avons défini précédemment.

Nous avons choisi dans un premier temps 23 variables globales usuelles, dont celles définies dans ce mémoire. La valeur du pouvoir discriminant de la combinaison linéaire des 23 variables globales utilisées est  $\lambda = 0.58$ , ce qui n'améliore guère la discrimination monosource/bisource par rapport à  $R_{iso}$ ,  $\lambda = 0.54$ . Ce résultat est logique dans la mesure où la plupart des variables globales se rapportent à la forme de l'événement dans l'espace des vitesses, à cela s'ajoutent les lois de la conservation de l'énergie et de l'impulsion, ce qui nous amène à des vecteurs initiaux fortement corrélés.

Compte tenu des résultats obtenus avec les variables globales, nous allons dans un second temps utiliser des quantités qui ne sont pas *a priori* discriminantes mais qui conservent un maximum d'information statistique, pour obtenir une description plus juste et plus complète de l'espace multidimensionnel physique généré par les observables résultant d'une collision d'ions lourds. Or dans la plupart des expériences concernant des collisions d'ions lourds, l'information inhérente à tout produit détecté peut être représentée par un quadruplet comprenant, pour chaque particule, la charge et les trois composantes spatiales du vecteur vitesse. Ainsi, pour extraire de tous les quadruplets décrivant un événement physique des variables globales facilement exploitables, il est pratique d'introduire les moments multidimensionnels généralisés (par analogie aux moments définis en probabilité) suivants :

$$M_{jklm} = \sum_{\nu=1}^{Mult} E_A^j(\nu) E_x^k(\nu) E_y^l(\nu) E_z^m(\nu),$$

où  $\nu$  est l'indice du produit chargé dans un événement donné de multiplicité  $Mult$ . L'énergie de masse du  $\nu^{ieme}$  produit est notée  $E_A$  et  $E_x, E_y, E_z$  sont définis par  $E_i = E_{kin} \cos \theta_i$ ,  $E_{kin}$  étant l'énergie cinétique dans le repère du laboratoire,  $\theta_i$  l'angle dans le laboratoire entre le détecteur touché et l'axe  $i$  avec  $i \in \{x, y, z\}$ , et  $z$  l'axe du faisceau.

Comme il existe une relation d'égalité, pour un événement, entre l'ensemble de ses quadruplets  $(E_A(\nu) E_x(\nu) E_y(\nu) E_z(\nu))$  et l'ensemble de ses moments  $\{M_{jklm}, (j, k, l, m) \in \{0, \dots, Mult_{max}\}\}$ , nous pouvons reconstruire tous les quadruplets initiaux avec  $(Mult_{max} + 1)^4$  moments. Ceci garantit la conservation et la condensation, dans les variables globales  $M_{jklm}$ , de toute l'information liée aux produits d'une collision. Cependant, il n'est pas envisageable d'utiliser un aussi grand nombre de variables et le problème est de savoir s'il est possible de réduire suffisamment le nombre de variables sans avoir un déficit significatif d'information statistique. Cette vérification a été faite en utilisant une Analyse en Composantes Principales (ACP) qui consiste pour un espace vectoriel  $\mathfrak{R}^p$  dans lequel se positionnent  $n$  individus, à trouver le sous-espace  $\mathfrak{R}^q$ ,  $q < p$ , qui décrit le mieux la totalité de  $\mathfrak{R}^p$ . Cette analyse permet également de connaître, et c'est ce qui nous intéresse, la part d'information totale (relative aux  $n$  points dans  $\mathfrak{R}^p$ ) portée par chacun des sous-espaces  $\mathfrak{R}^q$ .

Compte tenu des limites informatiques nous allons réaliser une ACP avec un espace initial généré par  $6^4 = 1296$  moments ( $j, k, l, m \in \{0, \dots, 5\}$ ). Les pourcentages de l'information statistique portés par les espaces construits sur 625 moments ( $j, k, l, m \in \{0, \dots, 4\}$ ), 256 moments ( $j, k, l, m \in \{0, \dots, 3\}$ ), 81 moments ( $j, k, l, m \in \{0, \dots, 2\}$ ), 16 moments ( $j, k, l, m \in \{0, 1\}$ ), 1 moment ( $j = k = l = m = 0$ ) sont regroupés sur la figure 2.2.

Nous observons une saturation de l'information statistique avec l'augmentation du nombre de moments considérés, ce à quoi nous pouvons nous attendre puisque, par analogie avec les moments définis en probabilité, les moments d'ordre faible portent davantage d'information que les moments d'ordre élevé.

Nous allons par la suite travailler avec 625 moments  $M_{jklm}$ , l'ordre supplémentaire n'apportant pas d'amélioration significative de l'information statistique tandis qu'il augmente considérablement le temps de calcul.

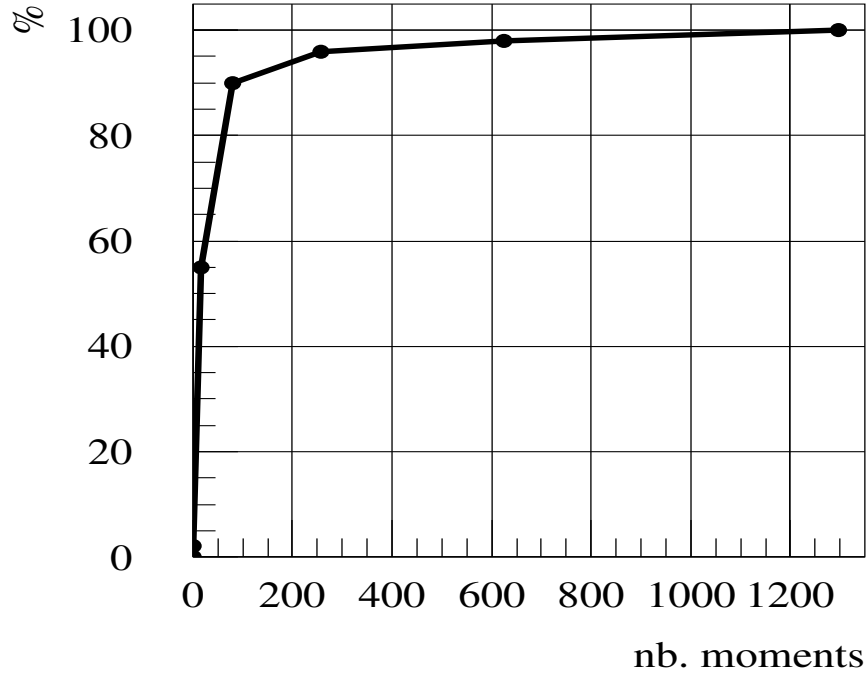


FIG. 2.2 – Pourcentage de l'information physique en fonction du nombre de moments conservés, avec l'hypothèse que 100% de l'information statistique est portée par 1296 ( $6^4$ ) moments. Figure réalisée avec des événements expérimentaux Ni+Ni à 32A MeV.

## 2.5 Application aux événements simulés pour Ni+Ni à 32A MeV

Nous avons recherché la combinaison linéaire  $M_{jklm}$  qui maximise le pouvoir discriminant  $\lambda$ . Cette combinaison linéaire des 625 premiers moments est notée :

$$d_{625} = \sum_{(j,k,l,m)=0}^4 \alpha_{jklm} M_{jklm}.$$

Le résultat obtenu est très satisfaisant puisque la valeur du pouvoir discriminant est  $\lambda_{d_{625}} = 0.78$  alors qu'elle n'était que de  $\lambda_{d_{glob}} = 0.58$  pour la combinaison linéaire des variables globales usuelles. La synthèse des résultats pour les 625 premiers moments, leur variable discriminante, et la variable contruite à partir de 23 variables globales usuelles, sont donnés sur la figure 2.3.

Avant d'exploiter les performances de la variable  $d_{625}$  sur les événements expérimentaux nous nous sommes attachés à tester d'une part la représentativité des événements de

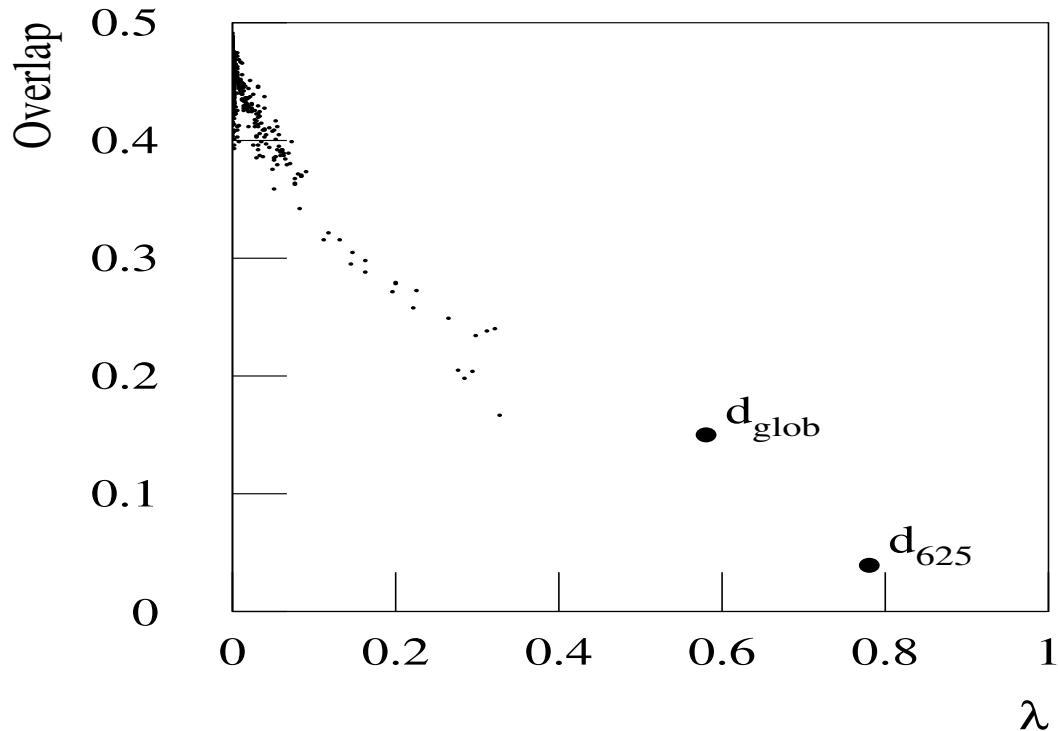


FIG. 2.3 – Recouvrement en fonction du pouvoir discriminant,  $\lambda$ , pour les 625 premiers moments (points), leur variable discriminante ( $d_{625}$ , voir texte), et la variable discriminante construite à partir de 23 variables globales usuelles ( $d_{glob}$ ). Les événements Ni+Ni à 32A MeV sont simulés par le code Simon.

source unique sélectionnés et d'autre part la pertinence de cette variable en l'appliquant à différents modèles.

### 2.5.1 Représentativité des événements

Le but ici est de s'assurer que les événements sélectionnés grâce à la variable  $d_{625}$  et le lot total des monosources possèdent des caractéristiques similaires. Pour étudier la représentativité des événements monosource sélectionnés par l'AFD, nous avons comparé le lot d'événements de source unique généré par le simulateur Simon avec le lot d'événements issu de la nouvelle variable en n'autorisant que 5% de pollution des événements monosource par des événements bisource. Le résultat est présenté sur la figure 2.4 et l'on observe que les événements sélectionnés par la variable  $d_{625}$  sont tout à fait représentatifs des événements monosource générés par le simulateur Simon. Cette conclusion s'avère complètement différente si l'on utilise le rapport d'isotropie qui est beaucoup moins représentatif des événements monosource généré par le simulateur Si-

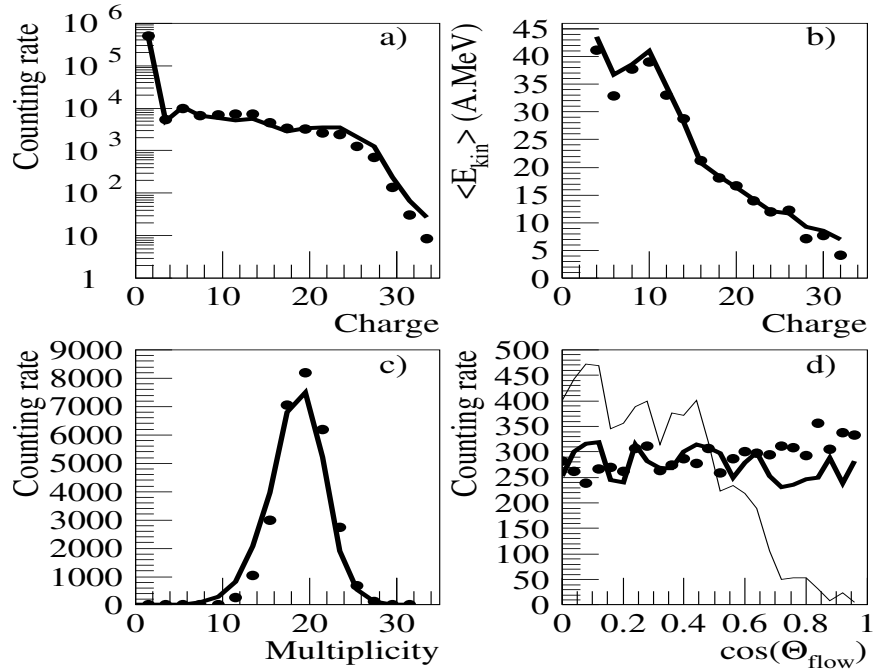


FIG. 2.4 – Représentativité de la sélection réalisée avec la variable  $d_{625}$  pour le système Ni+Ni à 32A MeV. Les points correspondent à l’intégralité des événements de source unique générés par Simon et les lignes en trait épais au sous-ensemble obtenu avec la  $d_{625}$  en autorisant une contamination d’événements bisource de 5% (les lignes sont normalisées à l’ensemble complet). (a) Distribution de charges, (b) Energie cinétique moyenne calculée dans le centre de masse de la réaction en fonction de la charge des fragments, (c) Multiplicité de fragments, (d) Angle de flot (la ligne en trait fin correspond à la sélection obtenue en utilisant le rapport d’isotropie).

mon (en autorisant également 5% de pollution par les événements binaires dans le lot d’événements de source unique) comme on peut le voir sur la figure 2.4 d). Par ailleurs le nombre d’événements sélectionnés par la variable  $d_{625}$  est supérieur à celui sélectionné par le rapport d’isotropie dans les mêmes conditions. En effet, puisque la variable  $d_{625}$  permet une meilleure séparation des distributions monosource et bisource simulées, le nombre d’événements conservés, si nous autorisons pour les monosources une pollution de 5% par les bisources, est supérieur dans le cas de la sélection par  $d_{625}$ .

## 2.5.2 Vérification sur d’autres modèles

Le but ici est de “généraliser” l’axe  $d_{625}$  c’est-à-dire de vérifier que des générateurs très différents de Simon dans leur conception admettent également la variable  $d_{625}$  (résultant de ce dernier) comme variable discriminante. Nous avons ainsi créé trois

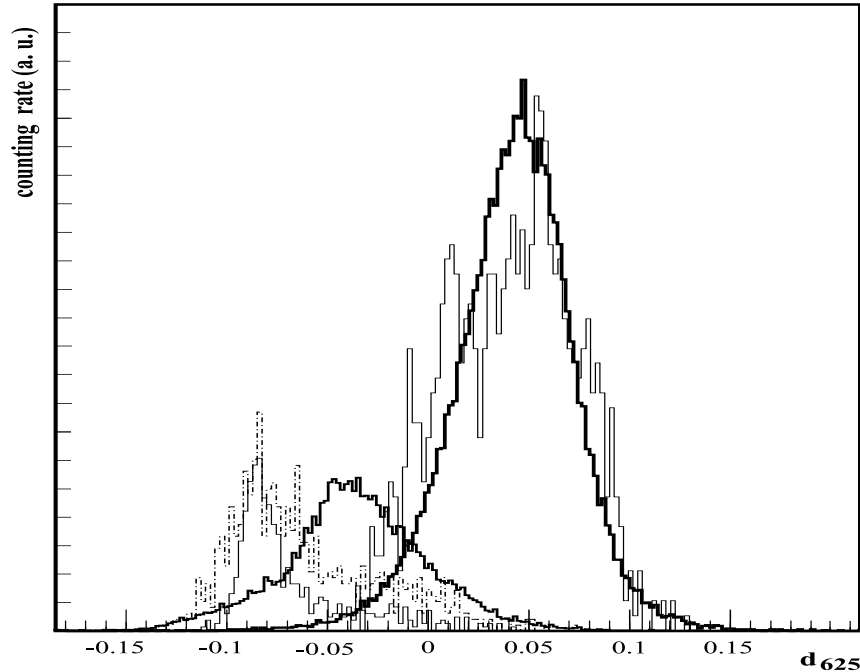


FIG. 2.5 – Distributions de la variable  $d_{625}$  obtenue avec le code Simon pour le système Ni+Ni à 32A MeV. Le trait continu en caractère gras représente les événements Simon (la source unique du côté gauche et la bisource du côté droit). Ce résultat est à comparer avec une simulation DBS+Gemini en trait continu fin (côté gauche) et une simulation DBS+SMM en trait tireté-pointillé (cas où la voie d'entrée de DBS conduit à une source unique). Les événements bisource, générés et désexcités par DBS, sont représentés en trait continu fin (côté droit).

échantillons distincts d'événements obtenus avec le code DBS[Lle95]. Ce dernier pouvant générer des événements monosource ou bisource, suivant le paramètre d'impact, le code sera utilisé comme voie d'entrée pour Gemini[Cha88] et SMM[Bon95] dans le cas où des événements monosource sont produits. Dans le cas où des événements bisource résultent de la voie d'entrée de DBS, le code sera également utilisé dans sa configuration de voie de sortie, basée sur une désexcitation séquentielle des deux partenaires. Les deux premiers modèles génèrent des événements à une seule source tandis que le dernier peut simuler des collisions binaires (avec un traitement du prééquilibre par la méthode de Blann[Bla81]). Dans Gemini, la désexcitation du noyau repose sur un processus binaire séquentiel et dans SMM, elle est décrite par une multifragmentation statistique instantanée. La figure 2.5, où nous avons projeté les événements Gemini, SMM et DBS sur l'axe  $d_{625}$  donné par Simon, permet de constater que les événements monosource se rangent du même côté (gauche) de l'axe  $d_{625}$  et les événements bisource du même côté (droit). Notons par ailleurs que l'on obtient un accord satisfaisant entre les gammes en  $d_{625}$  des événements monosource de Simon, Gemini et SMM d'une part, et entre les

gammas en  $d_{625}$  des événements bisource Simon et DBS d'autre part.

### 2.5.3 Conclusion

Nous venons d'établir d'une part que le pouvoir discriminant de la variable  $d_{625}$  était très supérieur à n'importe quelle variable globale usuelle (parmi les 23 variables utilisées) et à la combinaison linéaire de ces variables. D'autre part, le lot monosource sélectionné grâce à la variable  $d_{625}$  et le lot total des monosources (générées par le code Simon) possèdent des caractéristiques similaires. Enfin, des générateurs très différents de Simon dans leur conception admettent également la variable  $d_{625}$  (résultant de ce dernier) comme variable discriminante.

Le succès de toutes ces vérifications nous permet donc d'appliquer avec confiance une sélection basée sur la  $d_{625}$ , aux événements expérimentaux Ni+Ni à 32A MeV.

## Chapitre 3

# Caractérisation expérimentale des événements Ni+Ni

Nous pouvons maintenant projeter directement les données de l'expérience (événements complets) sur la combinaison linéaire fournie par l'AFD à partir de Simon. Néanmoins même si le générateur Simon reproduit de manière satisfaisante les événements expérimentaux, il est bien évident qu'il ne peut les reproduire exactement. Les événements initiaux, expérimentaux et simulés, n'occupent donc pas exactement les mêmes lieux géométriques dans l'espace multidimensionnel de base. Par conséquent, bien que la discrimination obtenue soit plus efficace qu'avec les variables globales usuelles, la séparation monosource/bisource peut être améliorée en modifiant légèrement la variable  $d_{625}$  donnée par Simon et en testant systématiquement la réponse de la distribution expérimentale induite. Cette procédure d'optimisation utilisée consiste donc à maximiser la séparation monosource/polysource expérimentale en faisant varier faiblement les coefficients de la combinaison linéaire  $d_{625}$  à chaque pas jusqu'à obtenir la séparation optimum. Cette opération est réalisée grâce à un programme de type MINUIT[Pre89]. Différents points de départ ont été testés, de sorte à garantir le caractère absolu de l'optimisation trouvée. Les coefficients de la combinaison linéaire des  $M_{jklm}$  sont alors idéaux pour les événements expérimentaux et dépendent nettement moins du modèle. Par ailleurs, le nouvel axe de discrimination n'est pas très éloigné de celui donné par Simon (le coefficient de corrélation linéaire entre les deux axes vaut en effet  $\rho = 0.997$ ) ce qui nous permet de constater une nouvelle fois l'adéquation de ce générateur.



### 3.1 Détermination de la section efficace de fusion

La projection des événements Ni+Ni expérimentaux sur le nouvel axe  $d_{625}$  calculé (figure 3.1, partie haute) présente une efficacité jamais égalée dans le cadre de notre étude. Les événements monosource semblent se détacher à gauche, tandis que les polysources occupent la droite de la distribution (une preuve de cette affirmation est présente dans la partie “Caractéristiques des événements Ni+Ni à 32A MeV”). Les événements monosource étant tellement bien définis, il semble naturel de leur associer une section efficace de fusion.

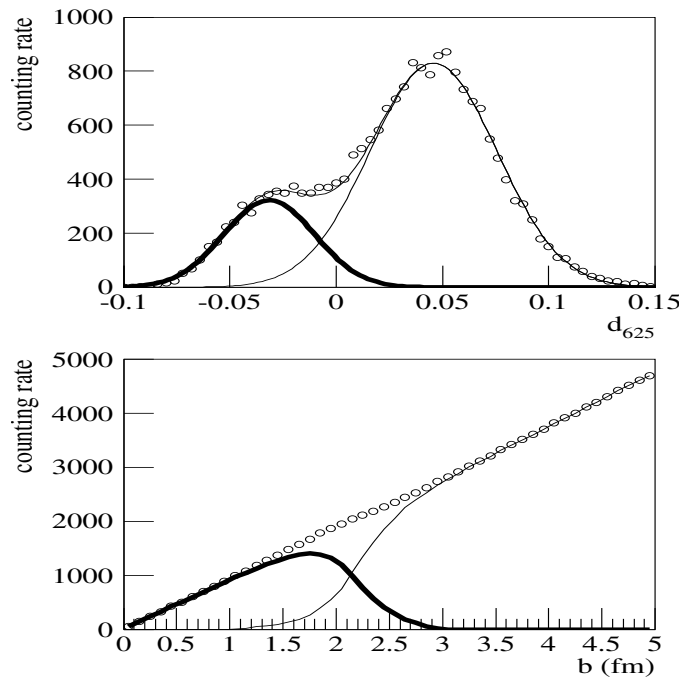


FIG. 3.1 – Haut : distribution de la variable discriminante pour les données (points). L’ajustement par les deux gaussiennes est représenté par le trait épais pour les événements monosource et le trait fin pour les événements polysource. La somme des deux gaussiennes est également représentée en trait fin. Bas : les distributions correspondantes, en paramètre d’impact. Ni+Ni à 32A MeV expérimental

#### 3.1.1 Section efficace de fusion à 32A MeV

La distribution expérimentale de la figure 3.1, partie haute, peut être représentée par la somme de deux gaussiennes, ce qui n’est pas surprenant puisque chaque catégorie d’événements de la distribution de  $d_{625}$  correspond à la convolution de 625 moments

(bien que ces moments ne soient pas indépendants entre eux). En outre les deux distributions correspondant aux événements Simon, monosource et polysource, sont également bien reproduites par des gaussiennes. Nous considérerons donc dans la suite que les deux gaussiennes qui reproduisent les événements expérimentaux sont les distributions des événements monosource et polysource.

Pour évaluer la section efficace de fusion, nous allons, à partir de la distribution expérimentale de probabilité de  $d_{625}$  déduire celle du paramètre d'impact grâce aux fonctions de répartition associées[Fou67], connaissant la distribution théorique (géométrique) en paramètre d'impact et l'efficacité  $\epsilon(b)$  en fonction du paramètre d'impact donnée par Simon. La fonction  $\epsilon(b)$  prend en compte à la fois les biais du détecteur et les effets de la sélection en complétude. Elle a été obtenue en prenant le rapport des distributions de paramètre d'impact, respectivement complète, filtrée et non complète, non filtrée, fournies par Simon pour Ni+Ni à 32A MeV.

Les distributions en paramètre d'impact sont données figure 3.1, partie basse. L'addition des distributions monosource et polysource nous conduit bien au triangle initial en paramètre d'impact (qui était l'hypothèse de départ).

La section efficace de fusion, calculée comme la section efficace des événements monosource, est alors :

$$\sigma_{fusion} = (170 \pm 20)mbarn.$$

L'erreur a été estimée en tenant compte des fluctuations de la courbe d'efficacité et de l'ajustement des deux gaussiennes.

### 3.1.2 Section efficace de fusion aux énergies supérieures

Avant d'utiliser le générateur Simon avec voie d'entrée aux énergies supérieures pour trouver la position initiale de l'axe  $d_{625}$  dans l'espace des 625  $M_{jklm}$ , il convient de modifier la proportion monosource/bisource du générateur. En effet, le générateur produit des événements monosource en quantité inférieure à l'expérience puisqu'à 32A MeV, la section efficace associée n'est que de 63 mbarns alors qu'elle atteint 170 mbarns expérimentalement. Par ailleurs, dans un souci de cohérence dans notre démarche nous avons préféré modifier le générateur Simon plutôt que d'utiliser un autre modèle. Pour obtenir une section efficace simulée du même ordre de grandeur que la section efficace expérimentale de source unique, nous avons augmenté d'environ 20%, dans le code Simon même, le coefficient de friction intervenant dans le calcul des interactions entre nucléons du système. Nous avons alors conservé cette modification pour toutes

les énergies supérieures à 32A MeV. Les valeurs du pouvoir discriminant, et le résultat des sections efficaces simulée et expérimentale en fonction de l'énergie incidente sont regroupées dans la table 3.1.

Energie incidente (A MeV)	Pouvoir discriminant $\lambda$	$\sigma^{Simon}$ associée (mbarns)	$\sigma^{Expérimentale}$ associée (mbarns)
32	0.78	175	$170 \pm 20$
40	0.69	80	$90 \pm 20$
52	0.44	26	$40 \pm 30$
63.5	0.41	7	$20 \pm 20$
74	0.34	1.5	$10^{+20}_{-10}$

TAB. 3.1 – Efficacité de  $d_{625}$  en fonction de l'énergie du faisceau pour le système Ni+Ni. Le pouvoir discriminant a été évalué à partir des échantillons simulés. Les sections efficaces prévues par Simon ainsi que les sections efficaces expérimentales sont également répertoriées.

Au-delà de 74A MeV, la contribution d'événements monosource est de plus en plus difficilement décelable et nous atteignons alors les limites de la méthode, le procédé d'évaluation de la section efficace devenant contestable puisqu'il devient très difficile d'ajuster la distribution expérimentale de  $d_{625}$  par deux gaussiennes.

La première conclusion qui s'impose est que la section efficace de fusion décroît presque exponentiellement de 32 à 52A MeV où la section efficace tend vers 0. Nous allons comparer ces résultats avec ceux déjà obtenus avec le multidétecteur INDRA pour des systèmes de taille voisines, Ar+KCl[Bis96], et Ar+Ni[Nal97]

### 3.1.3 Comparaison des sections efficaces pour les systèmes Ar+KCl et Ar+Ni

Pour le système Ar+Ni, une sélection, basée sur la multiplicité de fragments et/ou sur une coupure en vitesses relatives entre 2 fragments pour éliminer les collisions binaires, a été opérée (voir chapitre 2). Etant donné la taille relativement faible du système le nombre moyen d'IMF (fragments de masse intermédiaire) est également peu élevé, 2.4 (et pratiquement indépendant de l'énergie incidente), et par conséquent les événements à un fragment jouent un rôle important. On peut alors sélectionner, parmi

les événements complets tels qu'ils ont été définis pour le système Ni+Ni, les résidus de fusion par leur charge et leur vitesse (proche de celle du centre de masse de la réaction). Cette sélection, ajoutée à celle concernant les événements à plusieurs fragments permet de déduire après corrections de l'efficacité de détection calculée grâce au générateur Simon, la section efficace de fusion [Lau05b]. Les valeurs expérimentales trouvées pour le système Ar+Ni sont regroupées dans la table 3.2.

Energie incidente (A MeV)	$\sigma$ Expérimentale (mbarns) associée
32	$146 \pm 35$
40	$65 \pm 20$
52	$32 \pm 25$

TAB. 3.2 – Sections efficaces expérimentales en fonction de l'énergie de faisceau pour le système Ar+Ni.

Les valeurs sont proches de celles trouvées pour le système Ni+Ni, ce qui est une indication de la cohérence des deux méthodes. Par ailleurs, la méthode de sélection appliquée pour Ar+Ni a été également utilisée pour le système Ni+Ni pour vérifier la compatibilité des résultats [Lau05b]. Les valeurs de sections efficaces obtenues aux différentes énergies incidentes s'avèrent compatibles avec celles trouvées par l'AFD ce qui nous conforte dans la confiance que nous pouvons accorder à nos résultats.

Indépendamment, la section efficace de fusion pour le système Ar+KCl a été estimée par une méthode de sélection imposant une coupure  $Z_{max} - Z_{max-1} \geq 6$  couplée à  $H_2$  (voir chapitre 2) [Bis96], et les valeurs suivantes ont été obtenues (table 3.3) :

Energie incidente (A MeV)	$\sigma$ Expérimentale (mbarns) associée
32	$84 \pm 20$
40	$15 \pm 10$
52	$4 \pm 4$

TAB. 3.3 – Sections efficaces expérimentales en fonction de l'énergie de faisceau pour le système Ar+KCl.

La section efficace de fusion semble disparaître vers 40A MeV, donc à une énergie légèrement inférieure à celle estimée pour les deux systèmes précédents, ce qui pourrait traduire un effet de masse à énergie donnée, la section efficace augmentant avec la masse

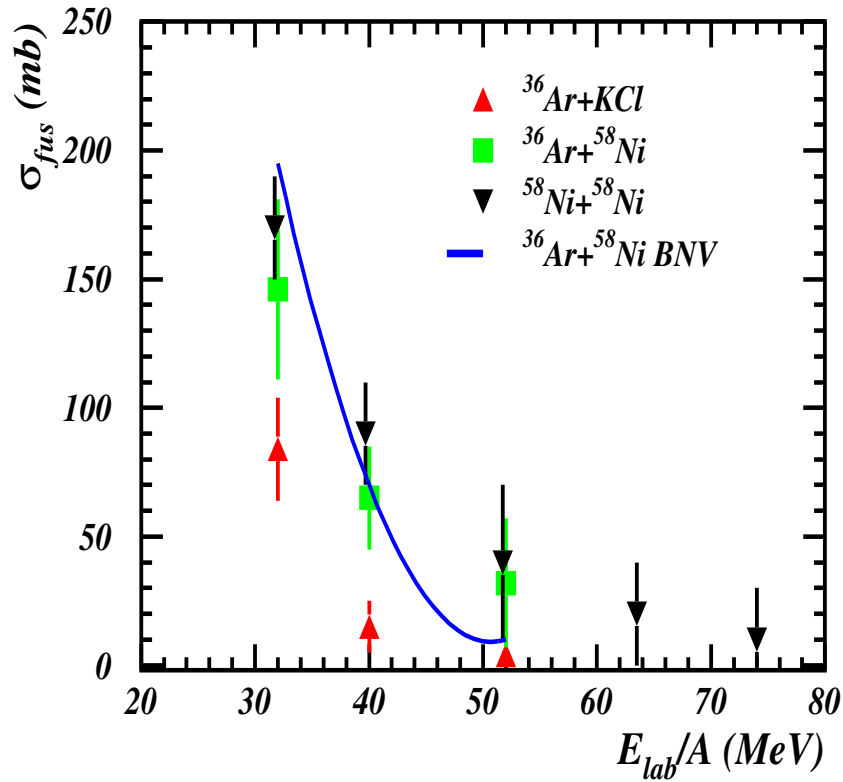


FIG. 3.2 – Sections efficaces de fusion mesurées pour Ar+Ni, Ar+KCl et Ni+Ni. Par souci d’améliorer la visibilité, des points correspondant aux énergies de 32 et 52A MeV ont été légèrement déplacés. La ligne continue représente la section efficace de fusion calculée avec le modèle BNV pour le système Ar+Ni.

du système. Les résultats pour les trois systèmes sont regroupés sur la figure 3.2 avec une simulation BNV de la section efficace de fusion pour le système Ar+Ni que nous discuterons dans le paragraphe 3.1.5.

Nous allons maintenant faire une synthèse des différents résultats obtenus pour différents systèmes légers.

### 3.1.4 Systématique des systèmes légers

Les résultats obtenus pour les systèmes Ne+Al, Si+Si, Si+Ca, Ar+Zn et Ni+Ni, Ar+Ni, Ar+KCl, sont regroupés sur la figure 3.3. La section efficace a été normalisée à la section efficace de réaction calculée selon la prescription de [Kox84] pour tous les

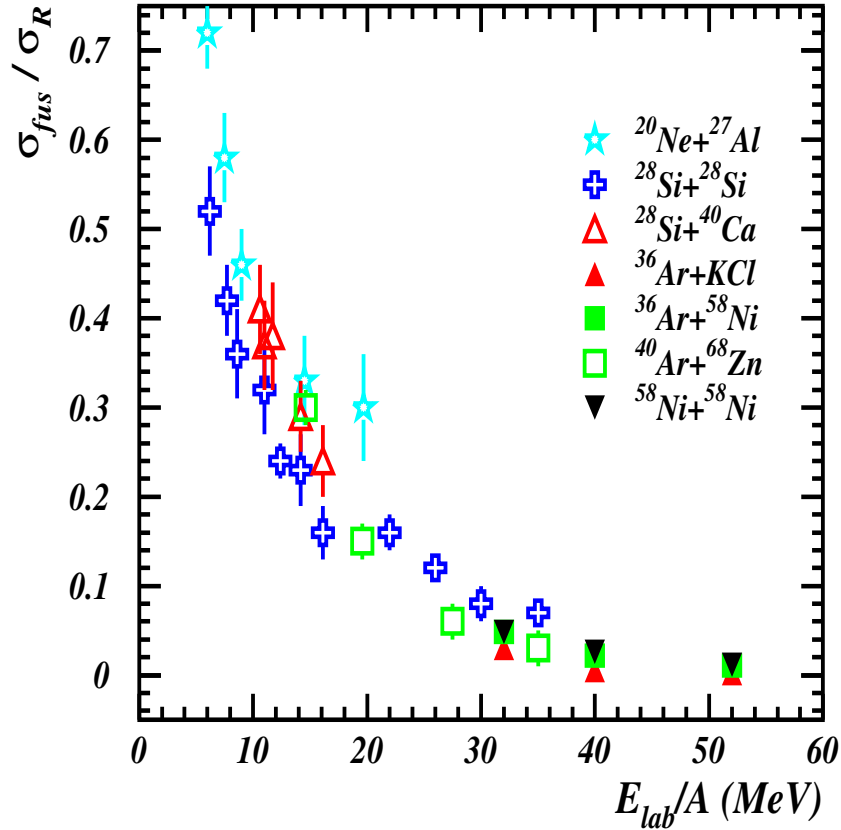


FIG. 3.3 – Sections efficaces de fusion normalisées à la section efficace de réaction [Kox84], pour des systèmes légers et de tailles moyennes. Les symboles “pleins” se rapportent aux données INDRA discutées dans cette partie.

systèmes. Nous observons que les résultats des données INDRA sont en accord avec les autres mesures avec l’avantage de pouvoir extraire de très faibles valeurs de sections efficaces de fusion avec une précision inégalée.

Deux autres observations peuvent être déduites de cette figure : la première est l’absence d’effet significatif observé dû à l’asymétrie de masse de la voie d’entrée (qui est comprise entre 0 et 0.26) et la deuxième est l’absence d’effet significatif observé dû à l’isospin du noyau composé (compris entre 1. et 1.25).

Outre l’aspect expérimental, des calculs semi-classiques ont été effectués et nous allons maintenant comparer et discuter les résultats de ces calculs avec nos résultats expérimentaux.

### 3.1.5 Comparaison avec deux simulations semi-classiques : BNV et Landau-Vlasov

Ces deux calculs reposent sur l'équation de Boltzmann nucléaire. La fusion est reliée au pouvoir d'arrêt (viscosité) de la matière nucléaire à travers d'une part la paramétrisation du champ moyen (viscosité à un corps) et d'autre part la section efficace nucléon-nucléon (viscosité à deux corps). Dans les deux cas, les simulations dynamiques utilisent une équation d'état douce.

Beaucoup d'études ont été réalisées il y a une dizaine d'années concernant l'influence de la valeur du module d'incompressibilité, de la localité ou non-localité du champ moyen, et de la section efficace nucléon-nucléon sur différentes caractéristiques des processus se produisant dans les collisions nucléaires. Le but n'est pas ici de répéter ces études, mais de tenter de contraindre davantage les modèles grâce aux résultats récents et précis dans la région où la fusion disparaît.

Dans ces calculs, la fusion est définie comme étant un processus conduisant à la formation d'un cluster unique dans le canal de sortie jusqu'à des temps de 200 à 300  $fm/c$  environ.

Remarquons que ces deux calculs (déterministes) conduisent à une transition brusque entre fusion et collisions binaires.

#### Simulation BNV

Dans ce calcul, le champ moyen, dépendant de la densité et de l'isospin, est approximé par une force locale de Skyrme. Le module d'incompressibilité est  $K = 200$  MeV et la section efficace nucléon-nucléon, indépendante de l'énergie et de l'isospin, est  $\sigma_{nn} = 41$  mbarns.

Le calcul a été réalisé pour la réaction Ar+Ni. L'accord avec les résultats expérimentaux s'avère tout à fait satisfaisant puisque la section efficace de fusion est observée jusqu'à 52A MeV (voir figure 3.2) et que des effets de transparence sont clairement visibles à 95A MeV.

Par ailleurs, une simulation BUU réalisée avec les mêmes paramètres que ceux de la simulation BNV, a permis de mettre en évidence des effets de transparence dès 40A MeV pour le système Ca+Ca, en accord avec les résultats expérimentaux obtenus avec

le système Ar+KCl (dont la masse est proche de celle du système Ca+Ca).

Ces calculs dynamiques semi-classiques montrent donc l'importance de la masse du système dans les mécanismes concernant les collisions centrales.

### Simulation Landau-Vlasov

Dans ce calcul, le champ moyen est implémenté par une force non locale de Gogny. Le module d'incompressibilité est  $K = 228$  MeV et la section efficace nucléon-nucléon est la section efficace libre, dépendant de l'énergie et de l'impulsion.

Le calcul a été réalisé pour les systèmes Ar+Ni et Ni+Ni. Le désaccord est tout à fait net avec les résultats expérimentaux puisque la section efficace de fusion est nulle à 32A MeV. Pour reproduire les résultats expérimentaux, une grande interaction résiduelle est nécessaire,  $\sigma_{nn} = 1.5 \sigma_{nn}^{libre}$  pour compenser le caractère trop répulsif du champ moyen.

La conclusion de ces calculs est que le champ moyen et l'interaction résiduelle ne peuvent être traités séparément.

### 3.1.6 Conclusion

- En ce qui concerne les résultats expérimentaux, il a été possible d'extraire des sections efficaces de fusion pour les systèmes Ni+Ni, Ar+Ni et Ar+KCl, jusqu'à de très faibles valeurs grâce au multidétecteur  $4\pi$  INDRA. Ces résultats sont en accord avec d'autres mesures sur des systèmes de masse voisine. Nous constatons une extinction de la section efficace de fusion au-delà de 40A MeV pour le système Ar+KCl et au-delà de 50A MeV pour les systèmes Ar+Ni et Ni+Ni. Ce résultat est d'une part une indication que la section efficace de fusion augmente avec la masse du système et d'autre part qu'un changement de mécanisme peut se produire dans le voisinage de ces énergies incidentes, ce que nous allons étudier dans le chapitre suivant pour le système Ni+Ni.

- En ce qui concerne les simulations, nous retrouvons cette hiérarchie en masse de la section efficace de fusion avec le calcul BNV. D'autre part champ moyen et interaction résiduelle ne peuvent être traités séparément tandis qu'un calcul (déterministe) conduisant à une transition brusque entre fusion et collisions binaires s'avère non réaliste : les fluctuations (calcul stochastique) sont à considérer dans les simulations.



Par conséquent, avec les mesures expérimentales précises que nous avons obtenues avec le multidétecteur INDRA, nous pouvons espérer contraindre davantage, par des calculs dynamiques où les fluctuations sont prises en compte, des paramètres de ces simulations et notamment le coefficient de viscosité.

## 3.2 Caractéristiques des événements Ni+Ni à 32A MeV

A l'issue de cette première étape, il convient à présent d'étudier les caractéristiques des événements de source unique. Nous avons découpé la distribution en  $d_{625}$  en quatre tranches contiguës dont les bornes se déduisent de l'ajustement par deux gaussiennes. La première tranche (issue de la première moitié de la gaussienne "monosource") correspondant aux événements de source unique les plus purs, représente environ 10% des événements complets (qui eux-mêmes équivalent à environ 12% des événements expérimentaux disponibles pour Ni+Ni à 32A MeV). La deuxième tranche quant à elle, majoritairement monosource, est davantage polluée par les polysources et est composée de 13% environ des événements complets. La troisième zone regroupe des événements majoritairement polysource et dissipatifs, qui représentent environ 37% de la distribution totale en  $d_{625}$ . Enfin la dernière tranche comprend 39% d'événements polysource les plus purs.

### 3.2.1 Spectres "bruts"

Les charges en fonction des énergies des événements complets, de source unique les plus purs et de polysource les plus purs, sont présentés figure 3.4 pour les télescopes chambres d'ionisation/Siliciums (première colonne), Siliciums/Iodure de césium (deuxième colonne) et Chambres d'ionisation/Iodure de césium (troisième colonne). La première colonne contient les fragments lents (principalement lourds) détectés aux angles avant ( $\leq 45^0$ ), la deuxième les fragments plus légers et plus rapides, toujours aux angles avant et la troisième les fragments détectés aux plus grands angles ( $\geq 45^0$ ). Les produits les plus légers ( $1 \leq Z \leq 4$ ) identifiés en charge et en masse par les télescopes Silicium/Iodure de césium ou Iodure de césium seuls ne sont pas montrés. Cette figure permet de mettre l'accent sur la qualité de la détection et la précision de l'identification et de la calibration qui en découle puisque tous les produits sont extrêmement bien caractérisés en charge et en énergie. Les différentes caractéristiques des lots représentés apparaissent alors immédiatement visuellement et nous retrouvons notamment les frag-

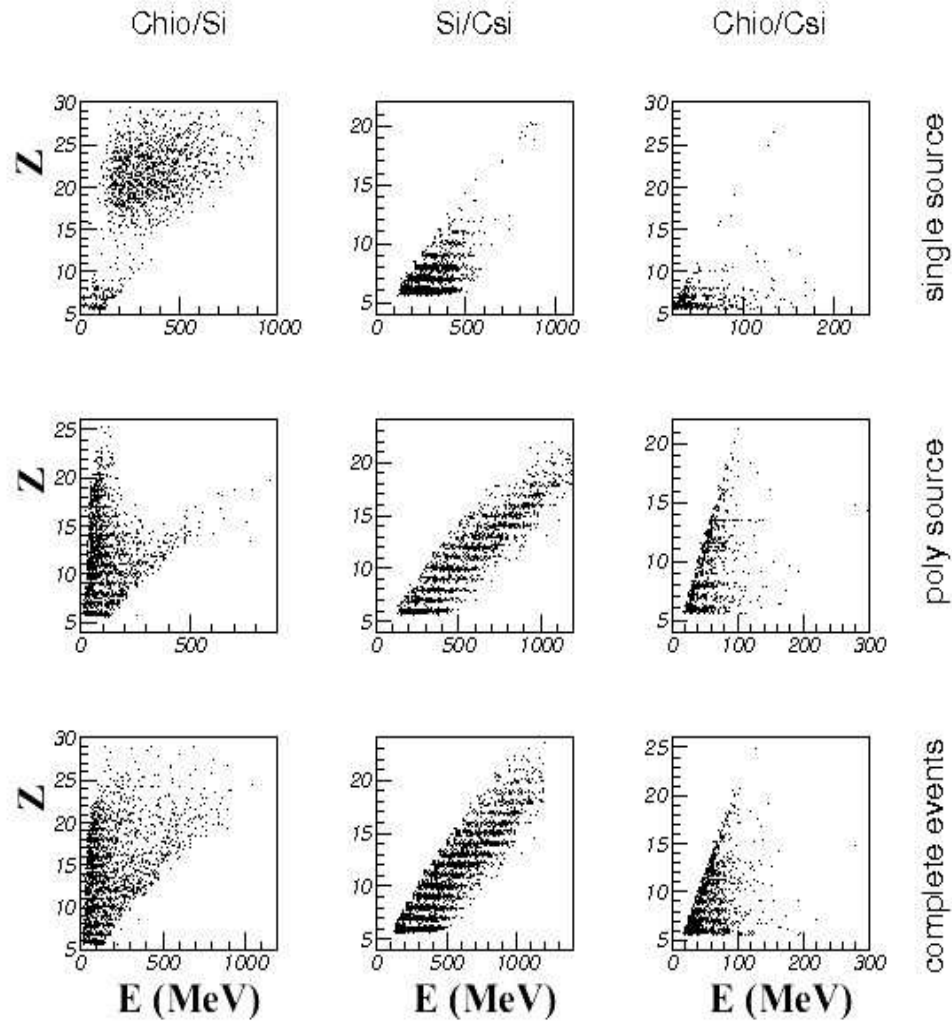


FIG. 3.4 – Charge ( $Z \geq 5$ ) en fonction de l'énergie pour chaque niveau d'identification en  $Z$ . Les trois colonnes sont relatives aux trois types de télescopes  $\Delta E$ - $E$  d'INDRA tandis que les trois lignes sont relatives aux trois types d'événements, complets, polysource, et monosource (voir texte). Données Ni+Ni à 32A MeV expérimentales.

ments les plus lourds, candidats potentiels de résidus de fusion, dans le lot correspondant aux événements de source unique. Nous allons maintenant nous attacher à détailler les quatre classes d'événements, correspondant aux quatre tranches montrées figure 3.5 (première ligne)

### 3.2.2 Variables statiques et cinématiques

Les figures 3.5 et 3.6 permettent de présenter l'évolution de variables statiques et cinématiques et/ou de formes en fonction des quatre tranches contiguës de la distribution en  $d_{625}$ .

#### Variables statiques

La figure 3.5 permet de présenter l'évolution de différentes variables statiques : les distributions de charge, de la charge maximale, du deuxième plus gros fragment et de l'asymétrie de charge des trois plus gros produits chargés.

- La distribution en charges permet de mettre en évidence une évolution nette entre les événements monosource et polysource les plus purs. Les premiers semblent essentiellement caractérisés par des fragments relativement lourds ( $Z \approx 22$  et s'étendant jusqu'à  $Z \approx 35$ ) candidats potentiels de résidus de fusion incomplète, auxquels s'ajoutent des produits légers. Il est à noter l'existence d'une déplétion importante entre  $10 \leq Z \leq 15$  qui disparaît progressivement lorsque l'on passe des monosources les plus purs vers les polysources les plus purs. L'existence d'une telle déplétion pour les monosources les plus purs peut s'expliquer par le fait qu'il n'existe pas d'événements de charge relativement semblable dans les données, ou que de tels événements ont été répartis dans les autres tranches de la distributions en  $d_{625}$ .

- La distribution de  $Z_{max}$  confirme l'évolution précédente, des événements monosource les plus purs ( $a_2$ ) aux événements polysource les plus purs ( $d_2$ ). Les premiers présentent une distribution centrée autour de 22 et qui s'étend entre 12 et 32 environ ce qui, comparé à la charge totale  $Z=56$ , suggère une importante dissipation en énergie. La charge moyenne des événements polysource les plus purs décroît jusqu'à une valeur de 14 avec une extension comprise entre 6 et 25 environ.

- La corrélation de charges entre les deux plus gros fragments des événements est présentée de ( $a_3$ ) à ( $d_3$ ). Dans la partie polysources les plus pures, ils apparaissent

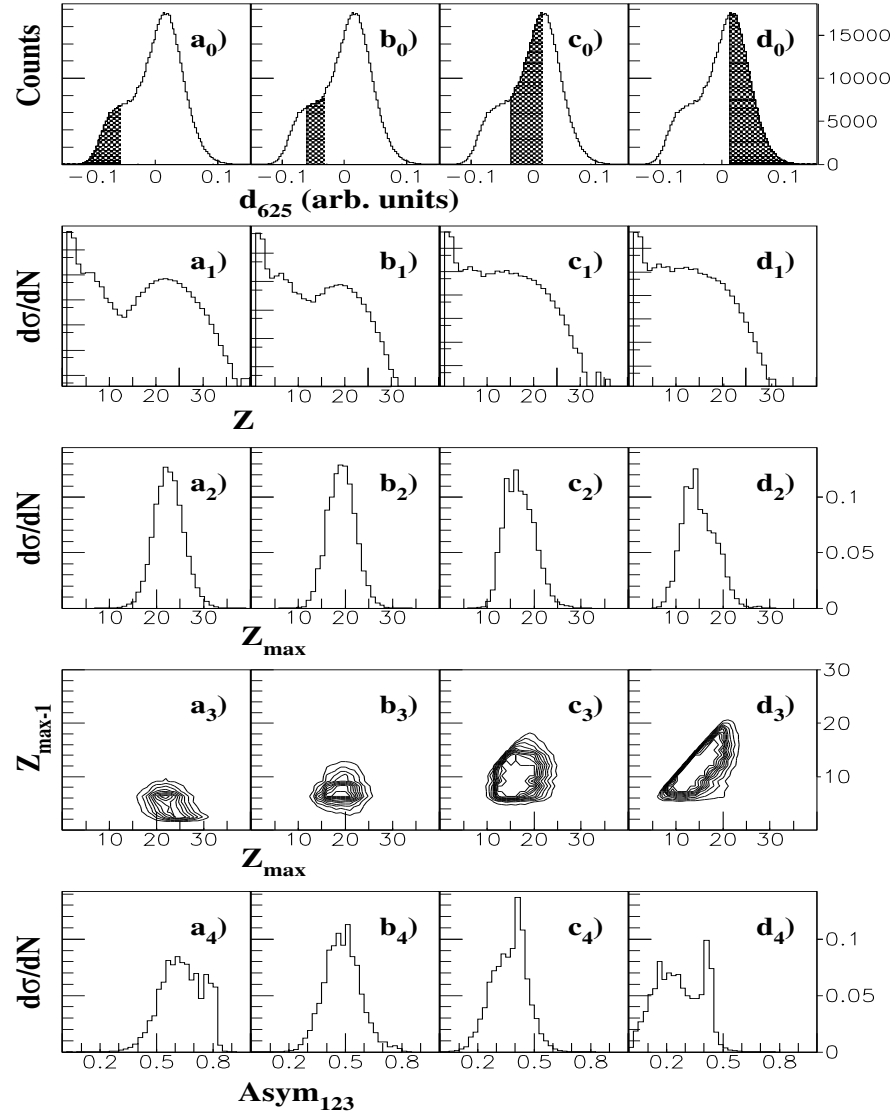


FIG. 3.5 – Evolution de variables statiques en fonction des quatre intervalles contigus de la distribution de  $d_{625}$  pour le système Ni+Ni à 32A MeV. Les différentes lignes représentent la distribution de charge ( $Z$ ), de charge maximale ( $Z_{max}$ ), du deuxième plus gros fragment en fonction de  $Z_{max}$ , et d'asymétrie des trois plus gros produits chargés.

principalement concentrés le long de la ligne  $Z_{max-1} \approx Z_{max}$  comme attendu pour des collisions binaires issues d'un système symétrique. Au contraire, le lot monosources les plus pures présente une zone correspondant à celle attendue pour des résidus de fusion mais avec des charges maximales comprises entre 20 et 27 environ et accompagnées de fragments légers correspondant à deux îlots centrés autour de 3 et 6, respectivement. On peut remarquer que les valeurs de la charge du deuxième plus gros fragment n'excèdent jamais 12 ce qui reflète une fois de plus la probable formation d'un noyau de fusion incomplète qui se désexcite en émettant un nombre relativement important (compte tenu de la taille du système) de fragments légers et/ou des particules légères puisque le résidu final a une charge relativement peu élevée. Remarquons enfin que l'îlot correspondant aux fragments les plus légers disparaît progressivement et comme attendu, des monosources aux polysources les plus pures.

- L'asymétrie de charge entre les trois plus gros produits chargés reflète quant à elle, comme nous l'avons vu chapitre 2, la symétrie des charges de la partition. Le lot correspondant aux polysources les plus pures présente un pic étroit centré autour de 0.45 qui peut s'interpréter comme des événements binaires issus des réactions dissipatives satisfaisant aux critères de sélection utilisés. La partie du spectre centrée autour de 0.2 correspond aux événements binaires plus dissipatifs. Au contraire, le lot correspondant aux événements monosource pure présente une distribution qui s'étend de 0.3 à 0.85 environ avec une structure principale autour de 0.6 et une plus faible autour de 0.8, typique d'événements issus de processus évaporatifs.

En conclusion, nous observons de fortes variations entre les distributions (a) et (d) pour chacune des variables étudiées, ce qui suggère fortement un changement de la nature même de la collision. Le lot (a) est complètement compatible avec un processus de fusion incomplète dont il conviendra ensuite de déterminer le ou les modes de désexcitation, le lot (d) quant à lui pouvant être parfaitement expliqué par un processus plus ou moins dissipatif de collisions binaires. Quant aux deux lots intermédiaires, le lot (b) s'apparente à des événements monosource mais contenant une pollution plus importante que le premier lot, d'événements polysource, le lot (c) étant majoritairement polysource avec une contamination plus importante que le lot (d), d'événements monosource. Remarquons cependant que la représentativité des lots (a) et (b) n'est pas identique, le premier contenant les partitions les plus asymétriques.

Par ailleurs, les valeurs de la table 3.4, qui présente l'évolution des multiplicités (totale,  $Z=1$ ,  $Z=2$ ,  $Z \geq 3$ ) pour chaque tranche, sont également en accord avec ces premières conclusions. Il reste néanmoins à confirmer l'évolution des différents mécanismes en étudiant des variables cinématiques et de forme.

	monosource	mono	poly +	polysource
		+ polysource	monosource	
tranches de $d_{625}$	a	b	c	d
Multiplicité totale	17.5	17.0	16.3	15.1
Multiplicité $Z = 1$	9.7	8.8	8.3	7.2
Multiplicité $Z = 2$	5.6	5.5	5.2	4.8
Multiplicité de fragments	2.6	3.1	3.3	3.6
$\langle Z_{tot} \rangle$ fragments	28.3	29.2	31.0	32.8
$\langle Z_{tot} \rangle$	49.5	49.2	49.7	49.6

TAB. 3.4 – Multiplicités moyennes, totales, de  $Z = 1$ , de  $Z = 2$ , de fragments et charges moyennes, de fragments, totales, pour les quatre tranches contiguës de  $d_{625}$  (voir texte) pour le système Ni+Ni à 32A MeV.

### Variables cinématiques et de forme

La figure 3.6 permet de présenter l'évolution de différentes variables cinématiques et/ou de forme : la coplanarité en fonction de la sphéricité, la charge en fonction de la vitesse parallèle (à l'axe du faisceau) dans le centre de masse de la réaction, la vitesse perpendiculaire (à l'axe du faisceau) dans le centre de masse en fonction de la vitesse parallèle (à l'axe du faisceau) dans le centre de masse et l'énergie cinétique moyenne des fragments en fonction de leur charge.

- La première rangée représente la coplanarité, C, en fonction de la sphéricité, S, variables reliées à la forme de l'événement. Le lot d'événements monosource la plus pure (a) présente une forme relativement sphérique, compacte ( $S \approx 0.7$ ), indice d'une source unique émettant de manière isotrope. En revanche, le lot d'événements polysource la plus pure (d) présente une forme davantage allongée ( $S \approx 0.4$ ) indice d'une émission où cible et projectile ont gardé la mémoire de la voie d'entrée.

- La deuxième rangée représente la charge des produits chargés en fonction de leur vitesse parallèle dans le centre de masse. L'évolution entre les monosources les plus pures (a) et les polysources les plus pures (d) est particulièrement spectaculaire et explicite. Le spectre (a) met en évidence un fragment ( $15 \leq Z \leq 30$ ) centré à la vitesse du centre de masse, candidat idéal de résidu de fusion incomplète, associé à des fragments ( $Z \leq 8$ ) et particules légères. On retrouve également entre  $Z=8$  et  $Z=15$  environ, la dépletion observée dans la distribution de charges et relative à l'absence des partitions les plus symétriques en charges. Les trois autres tranches présentent une évolution continue, la dernière étant caractéristique d'une distribution binaire où les deux pics, centrés autour d'une vitesse de  $\pm 3$  cm/ns et symétriques par rapport à l'origine, correspondent aux

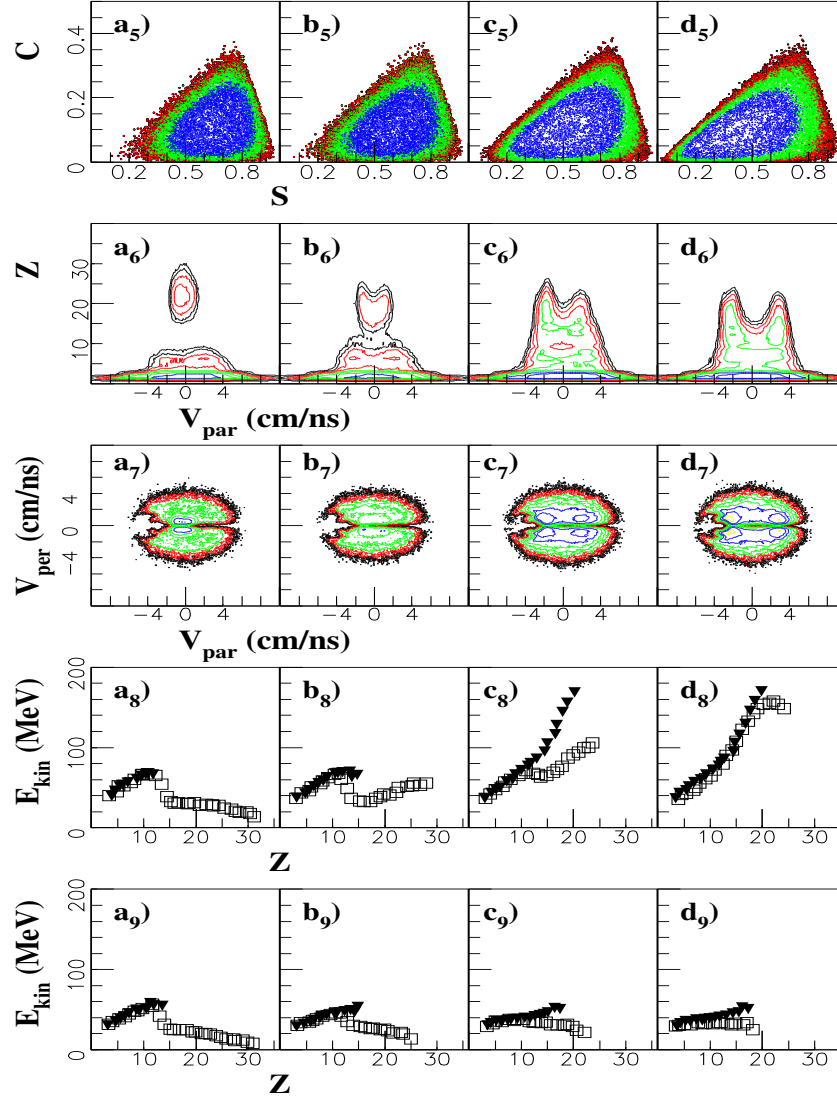


FIG. 3.6 – Evolution de variables cinématiques en fonction des quatre intervalles contigus de la distribution de  $d_{625}$  pour le système Ni+Ni à 32A MeV. Les différentes lignes représentent les distributions : de coplanarité en fonction de la sphéricité, de charge en fonction de la vitesse parallèle des fragments de masse intermédiaire ( $Z \geq 3$ ), de vitesse perpendiculaire en fonction de la vitesse parallèle, de l'énergie cinétique en fonction de la charge.

quasi-cible et quasi-projectile.

- La troisième rangée représente la section efficace invariante des fragments, dans le plan correspondant à leur vitesse perpendiculaire en fonction de leur vitesse parallèle, avec une évolution également parfaitement nette et évidente entre le résidu supposé de fusion incomplète au centre de masse de la réaction (*a*) et les deux composantes respectivement des quasi-cible et quasi-projectile (*d*).

- Les deux dernières rangées représentent l'énergie cinétique moyenne des fragments en fonction de leur charge, sans (troisième rangée) et avec (quatrième rangée) une coupure angulaire à l'intérieur du cône  $\cos\theta = 0.5$  (dans le centre de masse). De plus les événements sont présentés sans (triangles noirs) et avec (carrés vides) le plus gros fragment. Une nouvelle fois l'évolution entre les événements monosource la plus pure (*a*) et polysource la plus pure (*d*) plaide en faveur d'une fusion incomplète et d'une collision binaire, respectivement. Les premiers montrent un résidu ( $15 \leq Z \leq 30$ ) avec une énergie très faible (et faiblement décroissante avec l'augmentation de la charge), nouvel indice d'une désexcitation séquentielle. Les fragments de charge  $Z \leq 10$  présentent un effet inverse, l'énergie augmentant avec la charge. Quant à la rupture brutale dans le spectre, entre  $Z=10$  et  $Z=15$  environ, on peut une nouvelle fois constater qu'elle est liée à la dépletion d'événements déjà évoquée précédemment. A l'inverse, les événement polysource la plus pure présente une augmentation de l'énergie avec la charge, caractéristique de collisions binaires c'est-à-dire conservant la mémoire de la voie d'entrée. Lorsque l'on enlève le plus gros fragment, l'évolution du deuxième plus gros fragment est la même que celle du premier dans les collisions binaires alors que l'on supprime les fragments de charge supérieure à 14 environ dans le cas des monosources les plus pures mettant à nouveau en évidence le comportement totalement différent des événements de source unique comparé aux événements issus de collisions binaires plus ou moins dissipatives. Par ailleurs la coupure angulaire affecte principalement les événements binaires où les collisions les moins dissipatives (qui gardent le plus fortement la mémoire de la voie d'entrée) sont à l'extérieur du cône considéré. Les événements restant sont une mesure de la contribution de l'énergie transverse des collisions les plus dissipatives. Ce phénomène a été observé précédemment dans un système plus lourd, Xe+Sn à 50A MeV[Ngu98]. Pour terminer, remarquons que les fragments légers ( $3 \leq Z \leq 10$ ) ont le même comportement dans les quatre tranches, l'énergie augmentant de 40 à 70 MeV environ, phénomène également déjà observé dans le système Xe+Sn à 50A MeV[Ngu98].

Les variables statiques, cinématiques et de forme ont montré l'efficacité de la variable  $d_{625}$  pour trier les événements de source unique des événements binaires. L'intérêt de cette variable est double : d'une part la contamination du lot monosource la plus



pure est extrêmement faible (inférieure à 3%) et d'autre part le nombre d'événements conservés est supérieur à celui que l'on obtient avec les variables globales usuelles. Gardons simplement en mémoire que nous n'avons peut-être pas retenu l'ensemble des partitions monosource, en vue d'améliorer la méthode dans une étape ultérieure. Nous allons maintenant caractériser la source unique en ne conservant dans la suite que les événements correspondant à la monosource la plus pure (*a*).

### 3.3 Etude de la monosource expérimentale

La variable  $d_{625}$  nous a permis de trier très efficacement les événements correspondant à un émetteur unique que nous nous proposons de caractériser en étudiant en particulier les processus d'émission conduisant aux produits chargés finaux.

#### 3.3.1 Emission : équilibre et prééquilibre

L'équilibre thermique peut être appréhendé dans le cas d'un processus évaporatif d'une source chaude, déjà abordé précédemment, en étudiant le comportement maxwellien, isotrope, des spectres d'énergie cinétique des particules et fragments. Nous allons donc étudier quantitativement les déviations éventuelles, par rapport à une émission isotrope de particules, qui peuvent être dues à des effets de prééquilibre. Dans cette démarche, nous avons divisé le domaine angulaire total en huit parties couvrant chacune le même angle solide dans le centre de masse. Dans une première étape, nous avons éliminé les produits chargés provenant des angles avant et arrière où sont attendues les particules de prééquilibre pour un système symétrique. Nous ne conservons alors que les produits émis dans un cône compris entre  $\theta_{c.m.} = 60^\circ$  et  $120^\circ$  degrés dont les quatre secteurs angulaires correspondants couvrent l'intervalle angulaire intermédiaire ("partie B", figures 3.7 et 3.8) tandis que les quatre autres secteurs couvrent les angles avant et arrière ("partie A", figure 3.8). Les distributions d'énergie pour différents produits chargés sont présentés figure 3.7 (partie B). Dans cet intervalle angulaire intermédiaire, les pentes des spectres sont relativement semblables pour les p, d, t,  $^3He$  et  $\alpha$  (voir la table 3.5) comme c'est le cas pour une émission statistique provenant d'une source équilibrée (remarquons que la pente de la distribution d'énergie pour le plus gros fragment est du même ordre de grandeur que celle des particules légères). La figure 3.8 permet de confirmer cette hypothèse puisque les quatre secteurs angulaire de la partie B se superposent correctement les uns sur les autres pour les  $Z=1$  et  $Z=2$ , respectivement, contrairement à ceux de la partie A. Les pentes relativement similaires des quatre

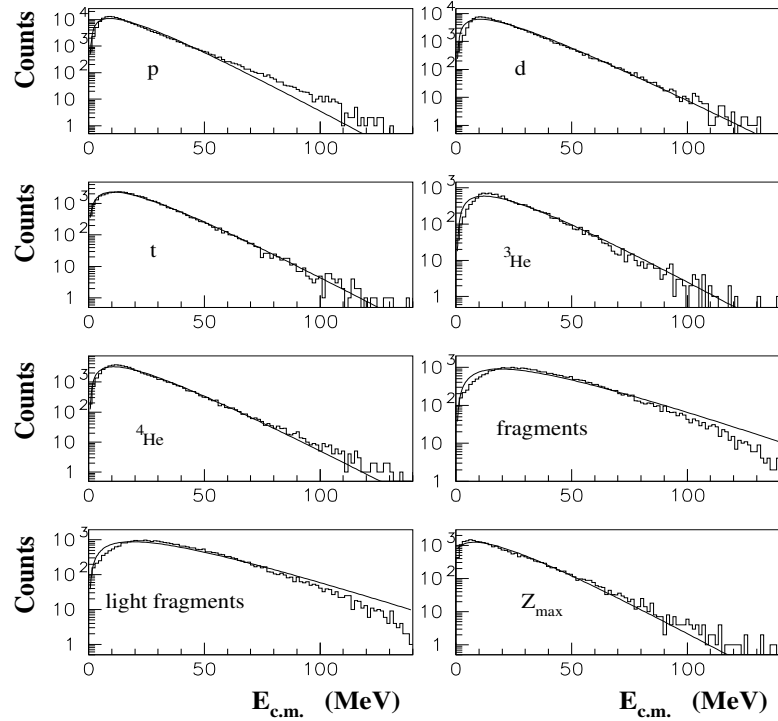


FIG. 3.7 – Distribution d'énergie dans le centre de masse pour  $60^\circ \leq \theta_{c.m.} \leq 120^\circ$  (partie B) pour les protons ( $\chi^2 = 5381.0$ ), les deutons ( $\chi^2 = 6830.0$ ), les tritons ( $\chi^2 = 228.7$ ), les  ${}^3\text{He}$  ( $\chi^2 = 643.0$ ),  ${}^4\text{He}$  ( $\chi^2 = 1175.0$ ), les fragments ( $\chi^2 = 1769.0$ ) et les fragments légers ( $3 \leq Z \leq 8$ ,  $\chi^2 = 1737.0$ ), ainsi que le  $Z_{max}$  ( $\chi^2 = 654.4$ ). Les lignes continues représentent les distributions maxwelliennes ajustées (dans le cas d'une émission de surface). Données Ni+Ni à 32A MeV expérimentales.

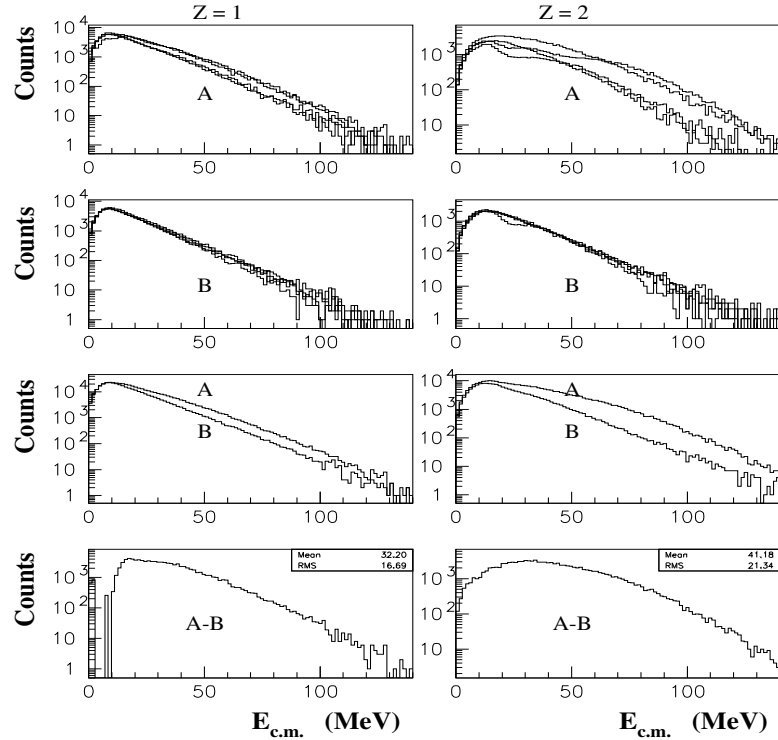


FIG. 3.8 – Distributions d'énergie dans le centre de masse pour les  $Z = 1$  (colonne de gauche) et les  $Z = 2$  (colonne de droite) pour différents domaines angulaires (voir texte) : la première ligne correspond aux domaines angulaires extrêmes ( $\langle 29^\circ \rangle$ ,  $\langle 50^\circ \rangle$ , et  $\langle 129^\circ \rangle$ ,  $\langle 151^\circ \rangle$ , partie A); la deuxième ligne correspond aux domaines angulaires intermédiaires ( $\langle 68^\circ \rangle$ ,  $\langle 83^\circ \rangle$ , et  $\langle 97^\circ \rangle$ ,  $\langle 112^\circ \rangle$ , partie B). Précisons que les irrégularités induites par le détecteur, observées pour les  $Z = 2$  aux angles arrières sont sans incidence sur la différence (A-B) de la dernière ligne. La troisième ligne représente les sommes des quatre domaines angulaires des parties A et B, respectivement. Enfin, la quatrième ligne représente la différence (A-B) correspondant à l'émission de prééquilibre pour les  $Z = 1$  et  $Z = 2$ . Données Ni+Ni à 32A MeV expérimentales.

distributions d'énergie cinétique (partie B, figure 3.7) reflètent une même température moyenne apparente (voir la table 3.5) de l'ordre de  $T \approx 10-11$  MeV pour les particules chargées légères (que les calculs soient effectués avec l'hypothèse d'une émission de surface ou de volume). Remarquons que ces valeurs du paramètre de "température" ( $T$ ) apparaissent relativement élevées dans le cadre d'un pur scénario de désexcitation séquentielle, les fragments légers conduisant à une valeur du paramètre  $T$  plus élevée ( $T \approx 18$  MeV) comme on peut le voir dans la table 3.5. Les énergies cinétiques moyennes des différentes particules légères répertoriées dans la table 3.5 sont néanmoins compatibles avec les valeurs issues du calcul d'émission statistique fournies par le code Simon dans une configuration standard d'une approche de désexcitation séquentielle. Les pentes de chaque type de produits chargés présentent une hiérarchie dans l'émission de ces produits : les fragments légers semblent émis par un système plus excité que pour les alphas et les protons comme c'est le cas dans le cadre d'une émission statistique, séquentielle ou simultanée. Dans une seconde étape, nous allons caractériser l'émetteur en tirant des informations quantitatives sur l'émission de prééquilibre, issue des premiers instants de la collision. Dans ce but nous avons séparé, figure 3.8, les  $Z=1$  des  $Z=2$  provenant des parties A et B. La partie A, où les spectres ne se superposent pas les uns aux autres, semble inclure une contribution de prééquilibre au contraire des spectres de la partie B, qui ne semblent présenter qu'une composante thermique. Par conséquent, en soustrayant cette composante thermique (spectres de la partie B, sommés) aux spectres de la partie A (sommés également), nous obtenons une bonne estimation des spectres d'énergie de prééquilibre pour les  $Z=1$  et  $Z=2$ . La distribution d'énergie pour les  $Z=1$  présente une composante dissymétrique de particules énergétiques autour de  $E_{c.m.} \approx 18$  MeV mais avec une valeur moyenne de  $\langle E_{c.m.} \rangle \approx 32$  MeV. Parmi les charges unités, les protons émis, majoritaires (55% des  $Z=1$ ), présentent une vitesse moyenne autour de 7.5 cm/ns soit environ le double de la vitesse du centre de masse ( $v_{c.m.} = 3.94$  cm/ns). L'énergie totale dans le centre de masse pour les deutons et les tritons est sensiblement la même que celle des protons, autour de 30 MeV. La même procédure appliquée au  $Z=2$  (pour le résultat A-B) conduit à une distribution à la fois plus large et symétrique que pour les  $Z=1$ , centrée autour de  $\langle E_{c.m.} \rangle \approx 40$  MeV ce qui correspond à une vitesse moyenne de 4.3 cm/ns pour les alphas, particules majoritaires pour les  $Z=2$ , soit une vitesse légèrement supérieure à celle du centre de masse ( $1.1 v_{c.m.}$ ). Ces différences entre protons et alphas sont liées à leur dynamique d'émission ([Lau05]).

Dans le but d'extraire la charge globale de particules de prééquilibre, nous avons comparé différentes méthodes. La première consiste à calculer la proportion relative (A-B)/(A+B), pour les  $Z=1$  et  $Z=2$ , soit un peu moins de 20% pour les premiers et environ 30% pour les seconds. Une autre méthode consiste à utiliser l'intégrale des Maxwelliennes préalablement ajustées[Mas99]. Une troisième est basée sur la forme des distributions angulaires. Il est important de constater que quelle que soit la méthode

particule	p	d	t	${}^3\text{He}$	$\alpha$	$3 \leq Z \leq 8$	$Z_{max}$	$Z \geq 3$
$\langle E_{exp} \rangle$ (MeV)	18	20.5	21	23.5	21	37	19	30
$\langle E_{simon} \rangle$ (MeV)	19	23	22.5	25	24	—	—	—
$T_{exp}^{app}$ (MeV) Surf(Vol)	9(11)	10(11)	10.5(12)	11.5(12)	10(12)	18.5(18)	11(12.6)	19(18)

TAB. 3.5 – Emission à l’équilibre (partie B) pour le système Ni+Ni : Energies cinétiques moyennes expérimentales des particules et fragments comparées aux valeurs obtenues avec un code d’émission statistique classique (Simon), et températures “apparentes” provenant d’un ajustement maxwellien (“Surf” pour surface, “Vol” pour volume).

employée, l’estimation de la charge totale de la composante de prééquilibre converge vers  $Z_{preeq} \approx 7$ , avec une multiplicité répartie telle que :

$$M_{Z=1} = 3 \quad \text{et} \quad M_{Z=2} = 2.$$

Ces valeurs ont été corrigées des biais du détecteur. Cette estimation va nous permettre de déterminer la taille et l’énergie d’excitation de la source, comme nous allons le voir dans la partie suivante.

### 3.3.2 Taille et énergie d’excitation de la source unique

Nous devons à présent inclure la contribution des neutrons à la charge totale de particules chargées de prééquilibre pour extraire la masse totale de la matière équilibrée émise et donc évaluer la taille de la source. Le nombre de neutrons de prééquilibre peut être évalué en suivant deux prescriptions différentes. D’une part il est raisonnable de supposer l’éjection des quatre neutrons excédentaires accompagnés par des émissions de clusters chargés légers (d, t, He) dans les premiers instants de la collision. D’autre part le rapport N/Z peut également être conservé dans la composante de prééquilibre dans la même proportion que dans la voie d’entrée. Ces deux hypothèses conduisent à des valeurs compatibles, estimées à  $9 \pm 2$  neutrons. En conséquence, la masse minimum de prééquilibre est alors estimée à  $A_{preeq} \approx 16$  unités de masse, ce qui conduit donc à une taille de source de  $A_{source} \approx 100$ , soit  $Z_{source} = 49$  (puisque  $A_{tot}=116$  et  $Z_{tot}=56$ ). La table 3.6 présente le résultat de cette estimation expérimentale, à laquelle sont ajoutés les résultats des calculs des modèles de Blann, Simon et BNV pour les protons et les neutrons (dans ces modèles les calculs de prééquilibre concernent uniquement les nucléons, la comparaison n’a donc de sens que pour la charge totale émise). Seuls les codes de Blann et Simon donnent des résultats compatibles avec les données. Le code BNV ayant tendance à sous estimer la composante de prééquilibre, résultat

	$Z = 1$ neutrons	
Code Simon	$6 \pm 1$	$6 \pm 2$
Code Blann	$6 \pm 1$	$10 \pm 2$
Code BNV	$4 \pm 2$	$4 \pm 2$
expérience	$7 \pm 1$	$9 \pm 2$

TAB. 3.6 – Emission de prééquilibre (partie A) pour le système Ni+Ni : nombre moyen de *charges* et de *neutrons* émis. Simulations et expérience.

cohérent avec des travaux antérieurs.

L'énergie d'excitation de la source unique a été évaluée par une méthode de calorimétrie[Cus93], après soustraction de la composante de prééquilibre que l'on vient d'évaluer. Cette méthode prend en compte la différence entre les excès de masse des particules initiales et finales (le  $Q$  de la réaction), l'énergie cinétique de produits détectés, l'énergie estimée des neutrons, et une énergie d'excitation résiduelle du noyau chaud[Mas99]. L'énergie d'excitation moyenne obtenue pour une monosource de masse  $A \approx 100$  et de charge  $Z \approx 50$  vaut environ 500 MeV, soit  $\langle E^* \rangle \approx 5A \text{ MeV} \pm 0.8A \text{ MeV}$ . Sachant que l'énergie totale disponible dans le centre de masse est de 835 MeV, soit  $7.2A \text{ MeV}$ , l'énergie de prééquilibre peut donc être estimée à 335 MeV environ. Ce resultat est en accord avec la valeur déduite de la proportion de particules de prééquilibre ( $Z=1$  et  $Z=2$ ) compte tenu du nombre total de ces mêmes charges, respectivement, et de leur énergie moyenne associée (figure 3.8). Cette valeur de l'énergie d'excitation d'un noyau de fusion est relativement élevée et, de plus, compatible avec le seuil de multifragmentation, défini comme étant le passage d'une émission à deux corps vers une émission multicorps du noyau chaud et lourd[Dur98]. Insistons sur le fait que nos données permettent d'étendre une telle description à un système symétrique de taille moyenne.

En résumé, il apparaît qu'une très large fraction de la masse initiale ( $\approx 86 \%$ ) mais seulement un peu plus de la moitié de l'énergie initiale disponible ( $\approx 55 \%$ ) du système est responsable de la formation d'une source chaude et équilibrée. L'émission de particules légères énergétiques dans les premiers instants de la collision permet donc la formation d'un système composite excité. Examinons maintenant ses modes de désexcitation.

### 3.3.3 Caractéristiques des canaux de désexcitation

Un objectif fondamental résultant de cette production de fragments multiples est de déterminer le caractère séquentiel de l'évaporation ou simultané de la multifragmentation. Ce dernier processus pouvant permettre d'établir un lien avec l'équation d'état de la matière nucléaire (comme nous l'avons vu chapitre 1) alors que le processus séquentiel représente un prolongement du phénomène évaporatif standard, dominant à plus basse énergie incidente, comme cela a été observé dans de nombreux travaux (pour une énergie incidente inférieure ou égale à 20A MeV environ, le résidu est accompagné par des particules légères).

#### Emission séquentielle

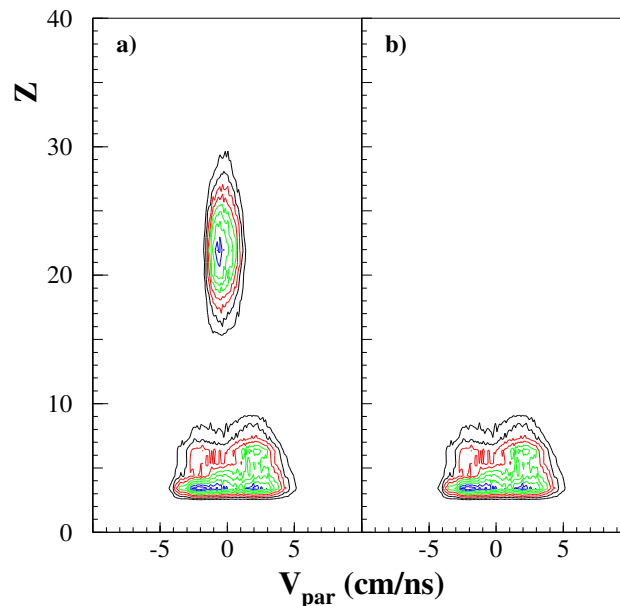


FIG. 3.9 – Distributions de charge en fonction de leur vitesse parallèle dans le centre de masse, avec (a) et sans (b) le plus gros fragment de l'événement ; pour les deux diagrammes, l'axe  $z$  correspond à une échelle logarithmique. Données Ni+Ni à 32A MeV expérimentales.

Une indication forte d'un processus séquentiel peut être vue sur la figure 3.9 qui représente la charge de chaque fragment en fonction de leur vitesse parallèle dans le centre de masse de la réaction, avec (fig. 3.9 a)) et sans (fig. 3.9 b)) le plus gros fragment. Dans ce dernier cas, seules subsistent des charges  $Z \leq 12$  avec des vitesses s'étalant

entre  $\pm 4$  cm/ns (soit  $\pm V_{proj}$ ). De plus l'étude de ces événements sélectionnés permet de montrer qu'un fragment relativement lourds ( $Z \geq 12$ ), avec une vitesse proche de celle du centre de masse, est systématiquement associé à des fragments légers ( $Z \leq 12$ ) et/ou des particules chargées. La charge moyenne du fragment le plus lourd se situe aux alentours de  $\langle Z_{max} \rangle = 22$  avec un intervalle allant de 12 à 35 environ. Ajoutons à la charge relativement élevée du plus gros fragment, une énergie cinétique moyenne dans le centre de masse relativement faible et d'autant plus que la taille du plus gros fragment est grande. Ces événements sont donc *a priori* associés à un scénario évaporatif, dominant à plus basse énergie incidente, où un résidu lourd est accompagné de particules chargées et/ou de fragments de masse intermédiaire (IMF) relativement légers ( $Z \leq 12$ ). Cependant la charge du plus gros fragment reste relativement faible comparée à la charge de la source ( $Z_{source} \approx 50$ ) et à la charge totale des fragments émis ( $\langle Z_{tot} \rangle \approx 28$ ). Ceci est d'autant plus vrai que le plus gros fragment peut avoir une charge aussi peu élevée que 12.

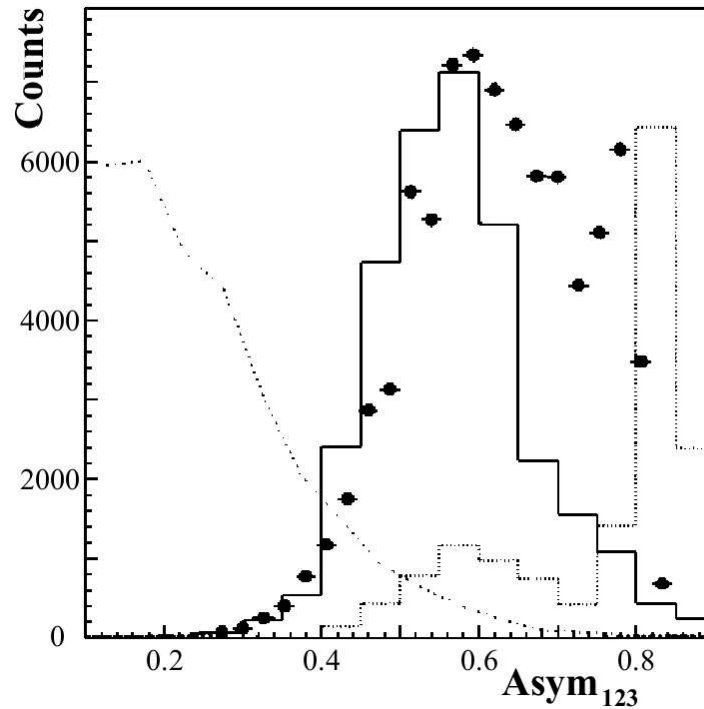


FIG. 3.10 – Distribution de l'asymétrie de charges des trois plus gros produits chargés pour le système Ni+Ni. Les points noirs correspondent aux données expérimentales, la ligne continue au modèle SMM, la ligne pointillée au modèle Gemini et la ligne pointillée-tirée à un tirage aléatoire de partitions.

Par ailleurs, la distribution de l'asymétrie de charge,  $Asym_{123}$  (figure 3.10), nous permet de comparer les données avec différents modèles. Remarquons que le pic au-



tour de 0.8 a été identifié comme caractéristique d'un scénario évaporatif pur où le résidu est accompagné de particules légères chargées (cette figure a déjà été présentée, avec un nombre de pas différents, fig. 3.5  $a_3$ ). Cette structure correspond environ à 10% du nombre total d'événements monosource. Cependant la partie majoritaire de la distribution présentant une large bosse autour de 0.6, est constituée d'événements incluant un  $Z_{max}$  relativement léger avec des fragments de charges comprises entre 4 et 8, majoritairement, et des particules légères chargées. Remarquons enfin qu'il n'existe pas d'événements dont l'asymétrie de charge serait inférieure à 0.3 environ, donc aucun événements dont les trois plus gros fragments ont des charges relativement similaires, qui auraient été de bons candidats à un scénario de multifragmentation simultanée où le système pénètre dans un temps suffisamment long dans une zone mécaniquement instable où les fluctuations sont amplifiées, la zone spinodale (voir chapitre 1).

Le code Gemini a alors été utilisé, pour tenter de mettre en évidence le caractère séquentiel de la distribution d'asymétrie de charges, avec des paramètres d'entrée correspondant aux valeurs expérimentales déduites précédemment pour la source unique (soit  $Z = 50$ ,  $A = 100$ , et  $E^* = 5A$  MeV). La simulation ne reproduit alors que les événements expérimentaux correspondant à une asymétrie de charges autour de 0.8, c'est-à-dire les événements ayant été identifiés de manière non ambiguë comme provenant d'un processus évaporatif pur. Les événements, majoritaires, correspondant à la large bosse autour de 0.6 ne sont clairement pas reproduits. Ce désaccord entre données et simulations a par ailleurs été constaté par une procédure de "backtracing" [Mas99] utilisant également le code Gemini. Bien entendu, la comparaison données-modèle a été réalisée sur différentes variables, statiques ou cinématiques, et le résultat conduit systématiquement à constater l'inadéquation du modèle avec la grande majorité des événements expérimentaux. Remarquons par ailleurs que le petit décalage entre le résultat du modèle et les données pour  $Asym_{123} \approx 0.8$  peut s'expliquer par une surproduction de particules légères, déjà observée à plus haute énergie d'excitation [Mas99].

Avant d'envisager une contribution, majoritaire, due à un processus de désexcitation simultané, nous avons vérifié que la distribution d'asymétrie correspondant à la large bosse autour de 0.6 ne pouvait pas s'expliquer par des partitions de charge incluant uniquement la conservation de l'énergie et de l'impulsion, événement par événement. Un modèle basé sur ces hypothèses minimum a été réalisé en prenant en compte les charge et énergie d'excitation de la source, déduites expérimentalement. Les événements simulés, filtrés pour prendre en compte les biais du détecteur, sont donnés en trait pointillé-tireté figure 3.10. La distribution de ces événements simulés est clairement en inadéquation avec les données qui ne peuvent donc pas s'expliquer par ce modèle d'information minimum. La question récurrente est donc de qualifier ces événements majoritaires restants, en les comparant à un modèle de désexcitation simultanée.

### Multifragmentation et coexistence de phase ?

Un modèle de multifragmentation simultanée, SMM, a été utilisé en prenant les mêmes paramètres d'entrée que pour Gemini, les mêmes critères que dans l'expérience ayant également été appliqués. Le résultat obtenu, pour la distribution d'asymétrie est montré figure 3.10 (trait continu). La partie dominante de la distribution, autour de 0.6, est alors correctement reproduite contrairement à la structure plus fine autour de 0.8, cette dernière étant reproduite de manière satisfaisante par un modèle de désexcitation séquentielle (Gemini). Nous avons alors essayé de reproduire de manière satisfaisante la distribution d'asymétrie en utilisant à nouveau une technique de "backtracing" dans laquelle Gemini et SMM sont des paramètres libres. Les données sont alors correctement reproduites et le backtracing converge avec une proportion de 90% d'événements SMM et 10% d'événements Gemini. Remarquons qu'une coupure plus restrictive en  $d_{625}$  n'affecte pas le minimum de la distribution d'asymétrie mais seulement la proportion relative de chaque classe d'événements, correspondant à une désexcitation séquentielle ou simultanée. En ce sens les proportions obtenues par backtracing représentent un maximum (resp. minimum) pour SMM (resp. Gemini).

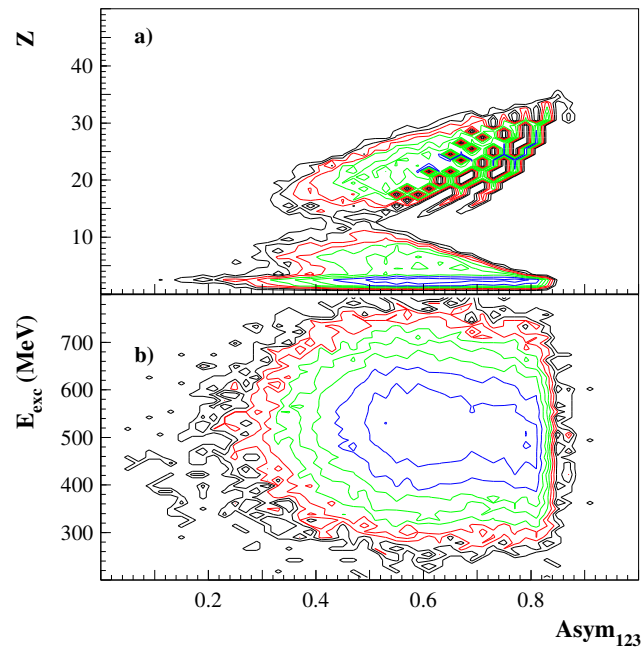


FIG. 3.11 – Distributions de charges (a) et de l'énergie d'excitation (b) en fonction de l'asymétrie des trois plus gros produits chargés. L'axe z correspond à une échelle logarithmique. Données Ni+Ni à 32A MeV expérimentales.

Cette dualité est en accord avec des analyses antérieures [Dur98] pour lesquelles le seuil de multifragmentation se situe autour d'une énergie incidente de 30A MeV. D'autre

part une proportion non négligeable d'énergie collective a été mise en évidence dans des systèmes plus lourds, en collisions centrales, pour des énergies incidentes supérieures à  $30A$  MeV à des énergies d'excitation supérieures à  $5A$  MeV. L'analyse de la distribution d'énergie cinétique moyenne en fonction de la charge des fragments constitue alors une signature expérimentale de l'existence d'une vitesse collective radiale autosimilaire. La figure 3.6 *a*<sub>8</sub>) nous permet alors de constater que l'énergie des fragments légers augmente avec leur charge. Cette effet, difficile à expliquer dans le cadre d'un scénario évaporatif, rappelle clairement le comportement des fragments les plus légers, en collisions centrales, dans des systèmes symétriques plus lourds tels que Xe+Sn[Sal97, Ngu98, Mar97] et Gd+U[Fra98, Fra01] pour des énergies incidentes comprises entre  $32$  et  $50A$  MeV. L'énergie radiale mise en évidence pour ces deux systèmes était de l'ordre de  $0.5-1A$  MeV pour une énergie incidente d'environ  $30A$  MeV et autour de  $2A$  MeV pour une énergie incidente de  $50A$  MeV. Dans notre cas, le résultat obtenu avec le modèle SMM est compatible avec une énergie d'expansion nulle pour reproduire correctement la distribution d'énergie cinétique moyenne en fonction de la charge des fragments. Néanmoins, une faible valeur d'expansion est difficilement mesurable, comme cela a été discuté dans le cas des systèmes plus lourds[Fra98, Fra01, Sal97].

L'existence de cette dualité, désintégration séquentielle et multigragmentation thermique simultanée, observée pour la première fois dans un système symétrique de taille moyenne, a par ailleurs également été mise en évidence pour un système plus lourd, Ni+Au à une énergie incidente de  $32A$  MeV[Bel02]. Cette dualité est également reflétée figure 3.11 a) par la forme de "papillon" de la distribution où chaque charge est corrélée à sa valeur d'asymétrie. Les plus grandes valeurs d'asymétrie correspondent aux charges les plus élevées du résidu accompagnées par des particules légères alors que la partie principale restante est très largement étendue et converge vers des charges de taille de plus en plus proche les unes des autres quand la valeur de l'asymétrie décroît, mais avec une déplétion (observée précédemment) autour de  $Z=10$  qui s'atténue progressivement.

Cette dualité pourrait être due à un effet de seuil, la multifragmentation prompte remplaçant progressivement la désexcitation séquentielle. Néanmoins dans ce type de scénario, on s'attend à observer une dépendance en fonction de l'énergie d'excitation : la multifragmentation prompte devrait correspondre à une énergie d'excitation plus grande qu'un processus séquentiel et cette dépendance devrait être visible dans les données. Pour chercher cet effet, nous avons tracé (figure 3.11 b)) l'énergie d'excitation de la source unique en fonction de son asymétrie. Nous observons que deux régions correspondant aux deux domaines d'asymétrie discutés précédemment, apparaissent à une énergie d'excitation pratiquement constante, autour de  $500$  MeV (même si on peut remarquer une faible augmentation de l'énergie d'excitation quand l'asymétrie des trois plus gros produits chargés décroît). En conséquence la partition de charge ne semble

pas gouvernée, dans le lot d'événements sélectionnés, par la quantité d'énergie d'excitation utilisable et différents canaux de désexcitation sont ouverts. C'est pourquoi une énergie d'excitation élevée n'est pas nécessairement la signature d'une multifragmentation prompte seule, mais peut être compatible avec la coexistence des deux processus de désexcitation, gouvernés par des fluctuations thermiques. Modulons cependant cette affirmation par le fait que dans l'hypothèse de partitions manquantes dans notre sélection (notamment du côté des faibles asymétries de charges), certains autres canaux de désexcitation correspondant à des valeurs d'énergies d'excitations plus élevées pourraient également être ouverts.

La question restante est de savoir si cette dualité observée dans les données est reliée à un signal de transition de phase (les analyses relatives à ces signaux seront détaillées dans le chapitre suivant). En effet une bimodalité de la distribution d'événements peut traduire une coexistence de phase, chaque composante de la distribution étant une phase. On définit ainsi un paramètre d'ordre, qui est la meilleure variable pour séparer les deux maxima de la distribution. Quand un système nucléaire est dans une région de coexistence, la distribution de probabilité d'un paramètre d'ordre est bimodale et de larges fluctuations dans les partitions du système peuvent être observées[Cho01, Bor02, Bot01]. Expérimentalement, la largeur de la distribution en asymétrie (figure 3.11 b)) représente environ les 2/3 de la gamme totale de la variable, pour différentes énergies d'excitation données. De plus la distribution de la figure 3.10 présente clairement un comportement bimodal, entre les événements correctement reproduits par le modèle SMM et ceux correctement reproduits par Gemini. La variable  $Asym_{123}$  peut donc simuler un paramètre d'ordre séparant processus séquentiel et simultané. Néanmoins la question n'est pas tranchée, d'autres variables doivent être testées et des études à plus hautes énergies incidentes doivent être entreprises pour décrire l'évolution des différents mécanismes en jeu.

Par ailleurs concernant le manque d'événements constaté notamment dans la distribution de charges, une étude analogue à la nôtre, réalisée sur le même système à la même énergie à l'aide d'une ACP[Gui02], n'a pas permis d'observer une telle déplétion dans la distribution de charges. En conséquence, il s'avère possible que nous n'ayons pas récupéré toutes les partitions de la source unique extrêmement pure, sélectionnée. N'oublions pas par ailleurs, que les événements monosource produits par le code Simon pour servir de point de départ à l'AFD résultent de désexcitations binaires séquentielles. Or les événements qui peuvent s'avérer manquants, de charges relativement semblables, sont justement des candidats potentiels de multifragmentation liée ou non à une transition de phase. Ainsi, dans la suite de notre étude nous allons tenter d'inclure la totalité ou du moins une très large majorité de partitions de l'ensemble considéré et notamment

les événements qui semblent nous faire défaut actuellement.

Notre objectif suivant sera double : tout d'abord trouver une méthode pour récupérer les événements de source unique manquants, c'est-à-dire trouver un ensemble dont le lot actuel serait le sous-ensemble, et ensuite approfondir nos études dans la recherche du paramètre d'ordre en gardant en mémoire son lien éventuel avec la variable d'asymétrie et donc les trois plus gros produits chargés dont le plus gros fragment joue un rôle important dans les analyses que nous venons d'effectuer.

### 3.3.4 Conclusion

Nous nous sommes attachés dans cette première étape à démontrer l'efficacité de l'analyse factorielle discriminante appliquée aux moments quadridimensionnels pour isoler le plus précisément possible les événements monosource des événements polysource majoritairement dominants. La variable  $d_{625}$  utilisée présente une continuité dans la distribution d'événements, des monosources les plus pures aux polysources les plus pures. Tous les événements sélectionnés (événements complets) sont caractérisés par une dissipation en énergie relativement importante. La source unique résultante est compatible avec un système équilibré émettant statistiquement des particules légères et/ou des fragments de masse intermédiaire. L'émission de prééquilibre a été estimée à environ 16 unités de masse éjectées dans les premiers instants de la collision ce qui représente environ 14% de la masse totale du système. Une large fraction de cette masse totale est donc conservée dans le sous-système considéré ( $A_{source} \approx 100$  et  $Z_{source} \approx 50$ ). Par ailleurs l'émission de prééquilibre emporte pratiquement la moitié de l'énergie disponible du système. Néanmoins l'énergie d'excitation correspond à environ  $(5 \pm 0.8)A$  MeV presque indépendamment des partitions considérées ce qui place le système aux alentours du seuil de multifragmentation. Rappelons cependant qu'il existe encore des événements où la désexcitation ne produit que des particules légères en accord avec un modèle de désexcitation séquentielle (Gemini). La classe dominante restante (environ 90% des événements monosource) est quant à elle correctement reproduite par un modèle de multifragmentation statistique (SMM). Cette coexistence caractérise une région de transition où les partitions évoluent d'une désexcitation purement séquentielle (avec un fragment lourd accompagné de particules légères) vers une multifragmentation (thermique) prompte (avec des fragments de taille de plus en plus proche). Cette dualité est clairement mise en évidence pour la première fois dans un système symétrique de taille moyenne. Avec cette sélection de source unique, qui favorise les partitions les plus asymétriques, aucune énergie radiale n'a été mise en évidence alors que pratiquement la même énergie d'excitation a été trouvée dans chaque classe d'événements monosource. Terminons en constatant que nos données peuvent simuler une bimodalité, avec un pa-

ramètre d'ordre résultant des trois plus gros produits chargés de l'événement, dont il reste à trouver le lien avec une transition de phase de type liquide-gaz. Ce point sera repris et développé dans la partie suivante où nous allons tenter d'améliorer la méthode de sélection des monosources en essayant de récupérer les partitions les plus symétriques qui semblent manquer dans notre analyse actuelle. La suite de l'étude portera alors sur cette nouvelle sélection d'événements aux différentes énergies disponibles pour le système Ni+Ni. Ses modes de désintégrations seront également analysés aux différentes énergies de bombardement ainsi que leurs liens éventuels avec une transition de phase du premier ordre et/ou des phénomènes critiques.



# Chapitre 4

## Transition de phase et phénomènes critiques

Avant d'aborder la problématique de la transition de phase et/ou des phénomènes critiques, il convient de tenter de récupérer les partitions susceptibles d'être manquantes, celles qui correspondent aux fragments de tailles relativement proches, candidats potentiels de multifragmentation prompte.

### 4.1 Amélioration de la méthode de sélection

L'idée est d'utiliser à nouveau la technique de l'AFD avec les moments multidimensionnels pour le système Ni+Ni à 32A MeV mais en s'affranchissant de toute simulation. Le point de départ de la nouvelle AFD que nous allons effectuer est de sélectionner des événements monosource et polysource, parmi les événements expérimentaux complets, qui permettront de calculer un nouvel axe discriminant  $D_{625}$ . Ces deux lots initiaux, monosource et polysource, vont être déterminés grâce aux variables globales usuelles parmi les plus discriminantes pour le système étudié.

#### 4.1.1 AFD et moments multidimensionnels appliqués aux événements expérimentaux



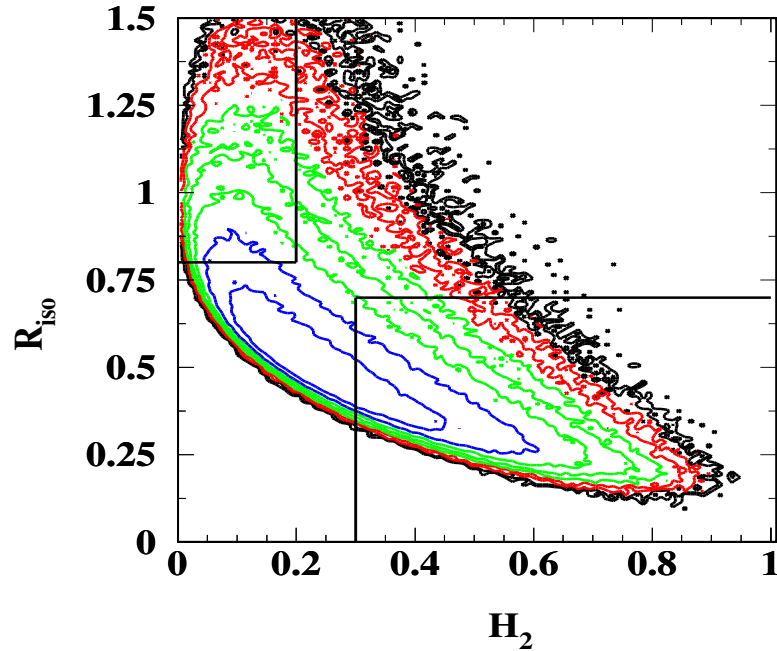


FIG. 4.1 – Corrélation entre le rapport d'isotropie et le moment de Fox et Wolfram d'ordre deux, pour le système Ni+Ni à 32A MeV. Seuls les événements satisfaisant aux critères de complétude ont été retenus.

**Première étape :** nous allons dans un premier temps utiliser des variables globales usuelles pour sélectionner les deux échantillons monosource et polysource qui vont nous permettre de calculer un nouvel axe discriminant  $D_{625}$ . Compte tenu des valeurs du pouvoir discriminant obtenues par les différentes variables globales utilisées pour le système Ni+Ni à 32A MeV, le rapport d'isotropie semble le plus approprié pour séparer le plus efficacement monosources et polysources. Une autre variable globale, non complètement corrélée avec le rapport d'isotropie et qui s'est avérée efficace pour sélectionner des événements plutôt de type polysource, est le moment de Fox et Wolfram d'ordre 2 que nous allons utiliser en complément du rapport d'isotropie. Le problème crucial et arbitraire *a priori* concerne les coupures à effectuer pour sélectionner d'une part un échantillon monosource le plus pur possible dans lequel les partitions sont représentatives au mieux de l'ensemble des partitions monosource et d'autre part un échantillon polysource également le plus pur possible dans lequel les partitions sont représentatives de l'ensemble des partitions polysource. Différents tests avec différentes coupures successives ont permis de trouver une coupure optimum telle qu'elle est représentée sur la figure 4.1 et dont les valeurs sont données dans la table 4.1. A cette coupure nous avons ajouté une sélection en fonction de la charge des deux plus gros produits chargés (voir la table 4.2) lorsque l'événement ne satisfait pas aux conditions sur les va-

Système	Collisions centrales	Collisions périphériques
Ni+Ni 32-40A MeV	$R_{iso} > 0.8$ et $H_2 < 0.2$	$R_{iso} < 0.7$ et $H_2 > 0.3$
Ni+Ni 52-90A MeV	$R_{iso} > 0.7$ et $H_2 < 0.2$	$R_{iso} < 0.7$ et $H_2 > 0.2$

TAB. 4.1 –

riables globales (c'est-à-dire qu'il se situe en dehors des deux rectangles tracés sur la figure 4.1) telles qu'elles sont définies dans la table 4.1. Toutes les coupures ont été ajustées pour pouvoir établir sans ambiguïté le caractère monosource ou polysource des deux lots résultants. Ces événements, qui serviront de support à l'AFD, sont représentés figure 4.2 où les caractéristiques monosource et polysource sont clairement identifiées par comparaison aux figures 3.5 et 3.6.

**Seconde étape :** les événements expérimentaux résultant du calcul par l'AFD appliquée aux moments quadridimensionnels sont alors présentés figure 4.3. La projection des événements expérimentaux sur l'axe  $D_{625}$  permet de mettre clairement en évidence les deux contributions déjà observées par la méthode précédente (avec la simulation Simon). Ces deux contributions peuvent également être représentées par deux gaussiennes dont la somme reproduit de manière satisfaisante la distribution de la variable  $D_{625}$ . Il restera bien entendu à vérifier que les deux contributions de la variable  $D_{625}$ , calculée à partir d'un lot expérimental d'événements monosource et polysource, présentent des caractéristiques statiques et cinématiques analogues à celles de la variable  $d_{625}$ , calculée à partir d'un lot simulé (code Simon) d'événements monosource et bisource.

Un travail analogue a été effectué aux différentes énergies de bombardement pour le système Ni+Ni et la synthèse des sélections effectuées est présentée tables 4.1 et 4.2. Notons que les coupures sont peu différentes les unes des autres en fonction des énergies incidentes et qu'elles peuvent se répartir en deux catégories : celles effectuées aux énergies incidentes de 32 et 40A MeV et celles effectuées à partir de 52A MeV. Pour la sélection, comme pour les sections efficaces de fusion précédemment, un changement semble se produire autour de 52A MeV pour le système Ni+Ni (le poids de cet argument est bien entendu extrêmement faible et est plus à considérer à titre anecdotique). Nous étudierons plus profondément ce "changement autour de 52A MeV" dans la suite de l'analyse.

Avant d'aborder l'étude des caractéristiques de chaque contribution de la nouvelle variable discriminante  $D_{625}$ , nous allons préalablement nous assurer de la qualité de

Système	Collisions centrales	Collisions périphériques
Ni+Ni 32-90A MeV	$Z_{max} - Z_{max-1} > 8$ ou $Z_{max} < 6$	$Z_{max} - Z_{max-1} < 6$ et $Z_{max} > 6$

TAB. 4.2 –

la sélection réalisée. Pour ce faire, nous allons dans un premier temps vérifier que la combinaison linéaire obtenue permet de discriminer correctement les monosources des bisources générées par le code Simon avant d’analyser les caractéristiques statiques et cinématiques des quatre tranches contiguës, des monosources les plus pures aux polysources les plus pures lorsque l’on divise chaque gaussienne obtenue en deux parties égales de manière analogue aux coupures réalisées dans le chapitre précédent pour la variable  $d_{625}$ .

#### 4.1.2 Vérification avec le code Simon pour Ni+Ni à 32A MeV

Pour continuer à tester la robustesse de la combinaison linéaire obtenue à partir des événements expérimentaux, nous allons maintenant utiliser les événements générés par le code Simon (toujours avec voie d’entrée donc en sachant lesquels sont monosources et lesquels sont bisources, les événements étant bien entendu filtrés avant comparaison avec les données expérimentales) pour vérifier que la variable  $D_{625}$  permet de discriminer correctement les événements de source unique des binaires. Nous avons au préalable vérifié que le lot d’événements générés par le code Simon, avec le seul critère de complétude, est comparable au lot expérimental, tant pour les variables statiques que cinématiques [Mou04]. La distribution de  $D_{625}$ , donnée figure 4.4 permet de constater l’adéquation de la variable obtenue avec le modèle utilisé. Les événements monosource viennent se placer du côté gauche de la distribution et les événements bisource sur la droite. Remarquons par ailleurs que la distribution totale simulée (somme des distributions monosource et bisource) et la discrimination obtenue sont semblables à celles de la figure 2.5 dans laquelle l’AFD avait été réalisée en partant des événements simulés. La qualité de la discrimination ne semble donc pas notablement affectée par l’utilisation d’événements expérimentaux pour trouver le nouvel axe discriminant.

Une autre façon de se convaincre de l’efficacité discriminante de la combinaison linéaire obtenue est de la comparer à celle obtenue à partir des événements Simon sachant que cette dernière conduisait à une discrimination d’excellente qualité mais dans laquelle les partitions monosource correspondant aux événements dont les charges sont relativement similaires, sont manquantes. La distribution  $d_{625}$  “simulée” en fonction de

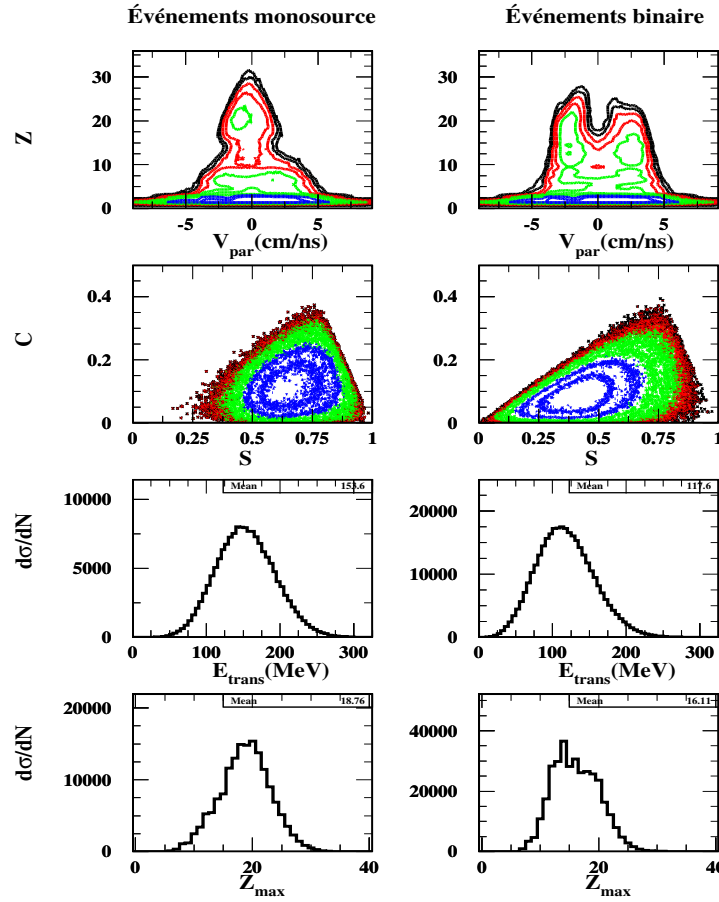


FIG. 4.2 – Comparaison de quelques variables entre les événements typiquement monosource (colonne de gauche) et polysource (colonne de droite) pour le système Ni+Ni à 32A MeV (voir la sélection de chaque classe d'événements dans les tables 4.1 et 4.2).

$D_{625}$  “expérimentale” est montrée figure 4.5. La corrélation linéaire obtenue est tout à fait nette, les deux lots monosource et polysource occupent donc des lieux géométriques proches dans l'espace multidimensionnel de base pour chacune des deux distributions. La question que l'on peut alors se poser est de savoir, puisque la discrimination obtenue semble aussi efficace que la précédente et que l'axe trouvé est peu différent, si les événements sélectionnés ne sont pas pratiquement les mêmes que les précédents.

### 4.1.3 Caractéristiques statiques et cinématiques des événements en fonction de la $D_{625}$

La sélection des quatre tranches contiguës pour les événements expérimentaux se fait alors de la même manière que la précédente (voir chapitre 3) en divisant chaque gaussienne en deux parties égales. On obtient alors :

- la tranche la plus pure pour les événements monosource ( $D_{625} \leq -0.05$ ), qui

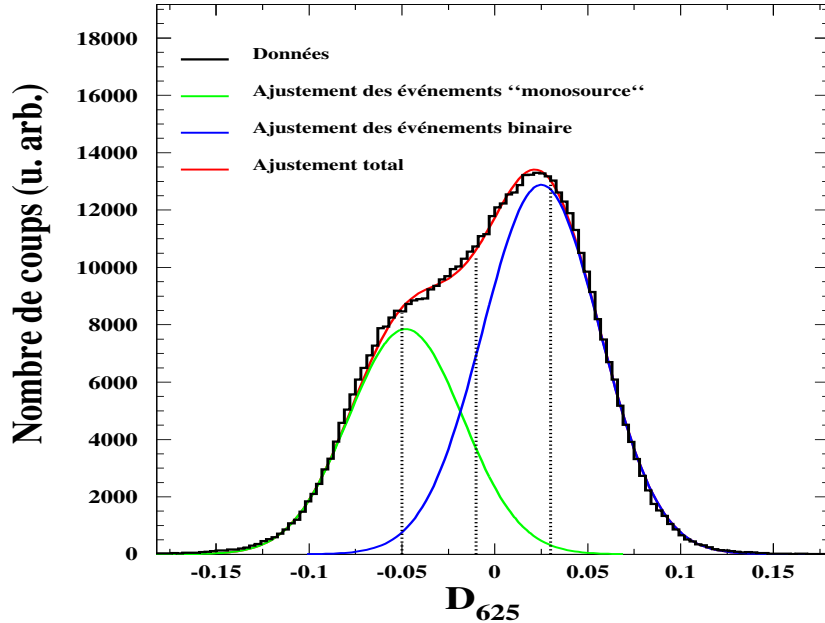


FIG. 4.3 – Projection des événements expérimentaux sur l'axe  $D_{625}$  pour le système Ni+Ni à 32A MeV.

représente environ 18% de la distribution totale d'événements complets.

- la tranche où les événements monosource deviennent davantage contaminés par les événements polysource ( $-0.05 < D_{625} \leq -0.01$ ), qui représente environ 22% de la distribution totale d'événements complets.
- la tranche où les événements polysource deviennent davantage contaminés par les événements monosource ( $-0.01 < D_{625} \leq 0.03$ ), qui représente environ 30% de la distribution totale d'événements complets.
- la tranche la plus pure pour les événements polysource ( $D_{625} > 0.03$ ), qui représente environ 30% de la distribution totale d'événements complets.

Remarquons que les événements dans les deux premières tranches (événements monosources) ont presque doublé par rapport à la sélection précédente, au détriment bien sûr des événements considérés comme issus d'une polysource. Il convient alors de vérifier que les caractéristiques des événements sélectionnés dans chaque tranche correspondent bien aux monosources d'une part (les deux premières tranches) et aux polysources d'autre part. Les variables statiques, cinématiques et de forme obtenues pour chacune des quatre tranches contiguës sont montrées figures 4.6, 4.7 et 4.8. Les conclusions sont comparables à celles données dans le cas de l'analyse faite avec la précédente combinaison linéaire obtenue. L'évolution de variables globales en fonction des quatre tranches est montrée 4.8. Les distributions sont conformes à celles que l'on attend dans le cas d'événements respectivement monosource ou polysource avec une évolution continue d'une distribution à l'autre. Il est également intéressant de constater

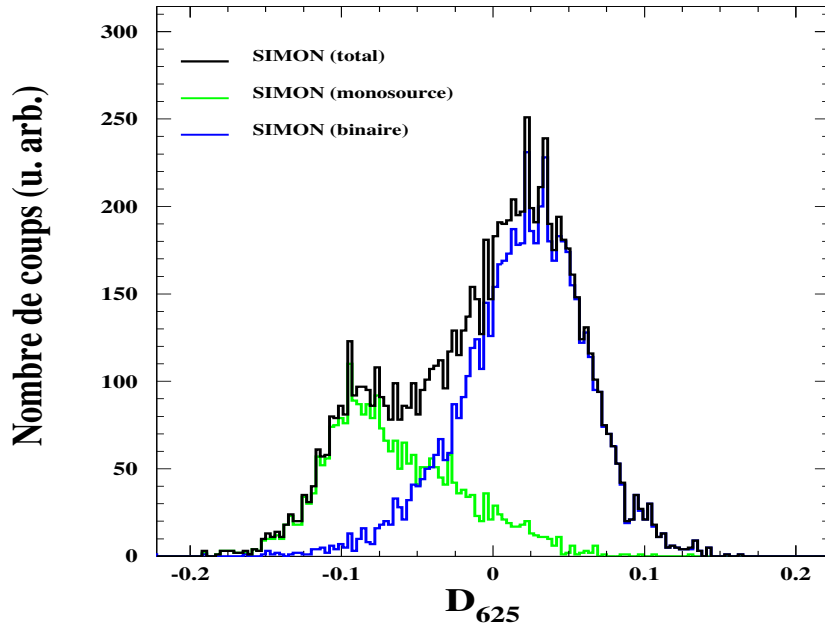


FIG. 4.4 – Projection des événements simulés sur l’axe  $D_{625}$  défini à partir des données expérimentales, pour le système Ni+Ni à 32A MeV.

que les distributions des rapport d’isotropie et moment de Fox et Wolfram d’ordre 2 pour les événements monosource ou polysource les plus pures ne se limitent pas aux coupures réalisées sur les événements expérimentaux qui ont servi de support à l’AFD, ce qui est encore un point positif en faveur de cette méthode de tri.

En ce qui concerne les événements correspondant aux monosources les plus pures, on constate d’une part que la distribution de charge ne présente plus le creux observé précédemment autour de  $Z = 10$  et d’autre part que l’on a pu récupérer des événements de faible asymétrie donc des fragments de charges relativement proches qui correspondent également aux événements recherchés. La charge en fonction de la vitesse parallèle, dans le centre de masse de la réaction, des différents produits chargés conduit à la même constatation puisque l’on observe maintenant une continuité entre les charges  $Z < 10$  et les charges  $Z > 15$ , typiquement. Les caractéristiques de la source unique étant par ailleurs parfaitement conservées pour les variables statiques et cinématiques, la recherche d’un signal de transition de phase et/ou de phénomènes critiques va alors prendre toute sa pertinence dans les études qui vont suivre. Remarquons que la valeur moyenne du nombre de fragments de masse intermédiaire, pour cette même tranche correspondant aux monosources les plus pures, devient alors proche de trois (deux précédemment) avec également un maximum à trois (deux précédemment). Cette augmentation, légère mais sensible pour un système de taille moyenne, nous conforte dans le type d’étude que nous allons entreprendre.

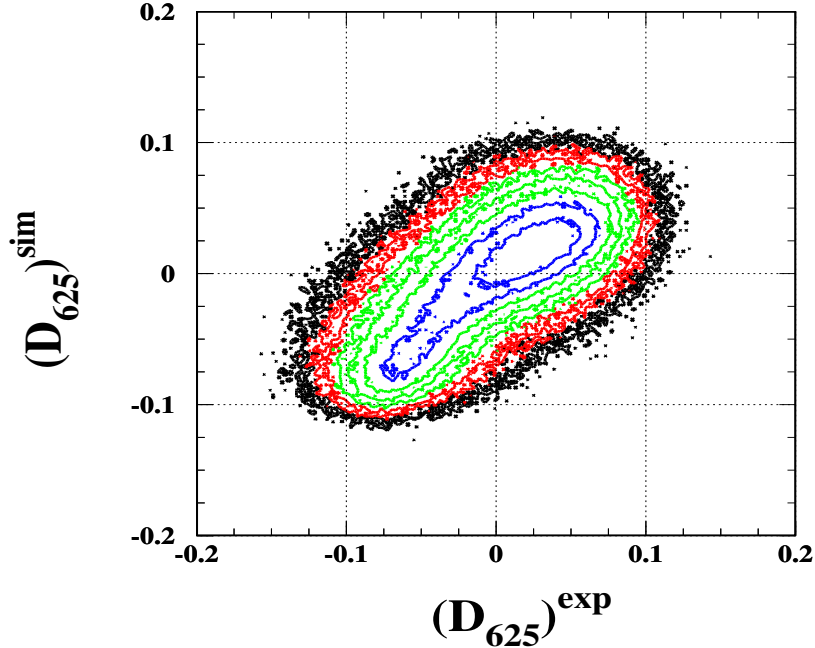


FIG. 4.5 – Variable  $d_{625}$  “simulé” en fonction de la variable  $D_{625}$  “expérimentale” pour le système Ni+Ni à 32A MeV.

Avant d’aborder cette analyse, il nous reste une dernière comparaison à faire pour détailler davantage ressemblances et différences entre le lot d’événements monosource obtenu précédemment et celui que nous allons utiliser à présent.

#### 4.1.4 Comparaison avec les résultats obtenus précédemment pour Ni+Ni à 32A MeV

Nous allons comparer plus spécifiquement les distributions de charges, l’asymétrie des trois plus gros produits chargés et la charge en fonction de la vitesse parallèle des produits chargés dans le centre de masse de la réaction. La figure 4.9 nous permet de constater que l’on a bien récupéré des événements dont les caractéristiques correspondent à ceux de la source unique discutée dans le chapitre précédent mais qu’en plus on a conservé toutes les partitions précédentes comme on peut le voir sur la distribution en asymétrie où les deux distributions sont confondues pour les valeurs élevées ce qui peut aussi être observé pour les charges élevées de la distribution correspondante. Les deux distributions de charge en fonction de la vitesse parallèle dans le centre de masse étant extrêmement similaires excepté dans la zone  $10 < Z < 15$  qui correspond aux événements récupérés. En conséquence l’augmentation de la section efficace de monosource va donc être sensible compte tenu des événements que nous avons récupérés mais il n’est pas exclu que nous ayons aussi sélectionné des événements

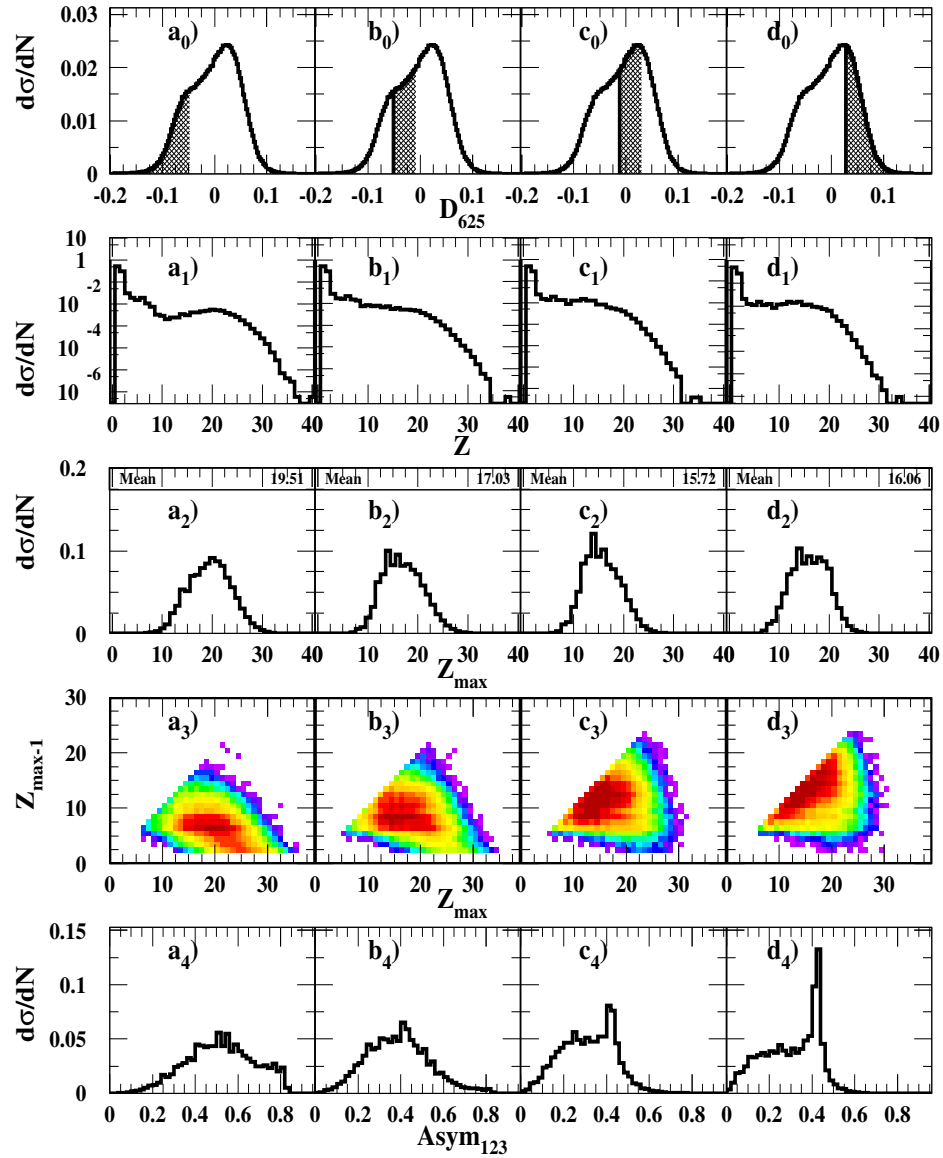


FIG. 4.6 – Evolution de variables statiques en fonction des quatre intervalles contigus de la distribution de  $D_{625}$  montrés sur la première ligne. Les différentes autres lignes représentent la distribution de charge ( $Z$ ), de charge maximale ( $Z_{max}$ ), du deuxième plus gros fragment en fonction de  $Z_{max}$ , et d'asymétrie des trois plus gros produits chargés. Données Ni+Ni à 32A MeV expérimentales.



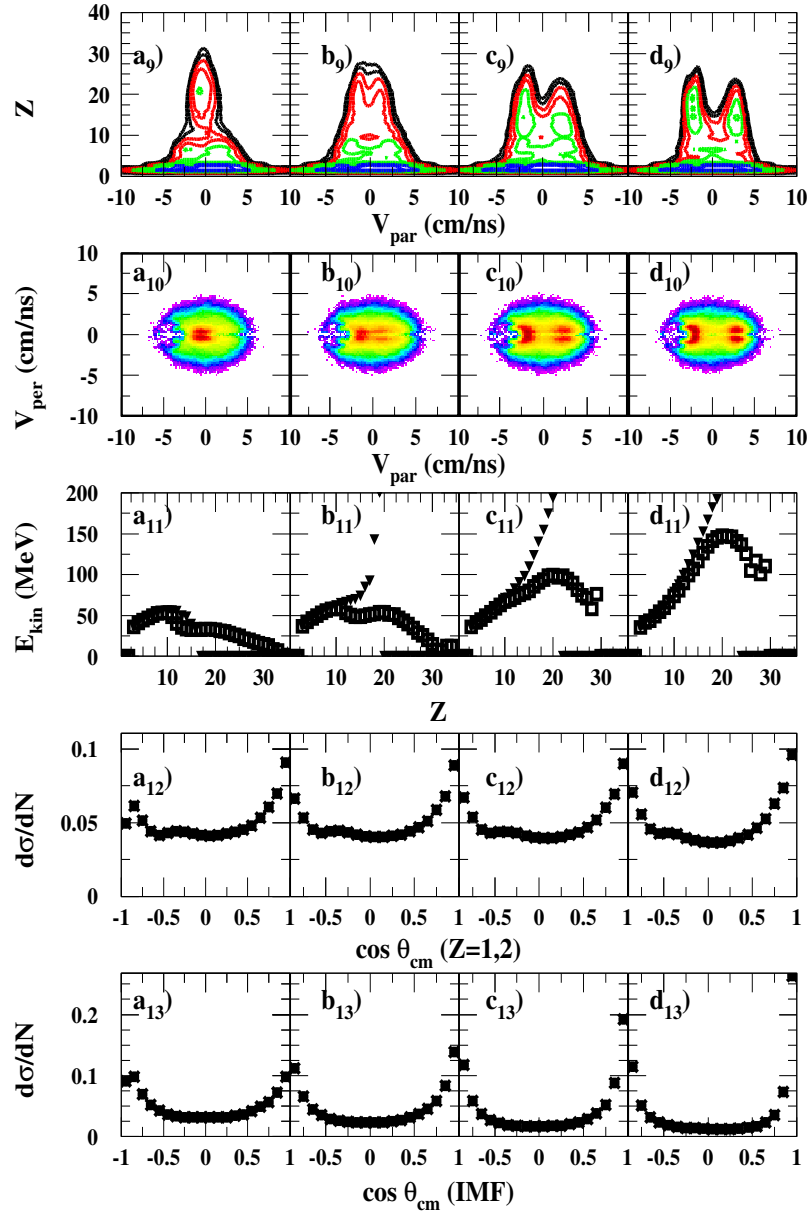


FIG. 4.7 – Evolution de variables cinématiques en fonction des quatre intervalles contigus de la distribution de  $D_{625}$ . Les différentes lignes représentent les distributions : de charge en fonction de la vitesse parallèle des produits chargés, de vitesse perpendiculaire en fonction de la vitesse parallèle des fragments, de l'énergie cinétique moyenne dans le centre de masse en fonction de la charge des fragments avec (carrés noirs) et sans (triangles noirs) le plus gros fragment de l'événement, angulaire des particules légères ( $Z = 1, 2$ ) dans le centre de masse, angulaire des fragments dans le centre de masse. Données Ni+Ni à 32A MeV expérimentales.

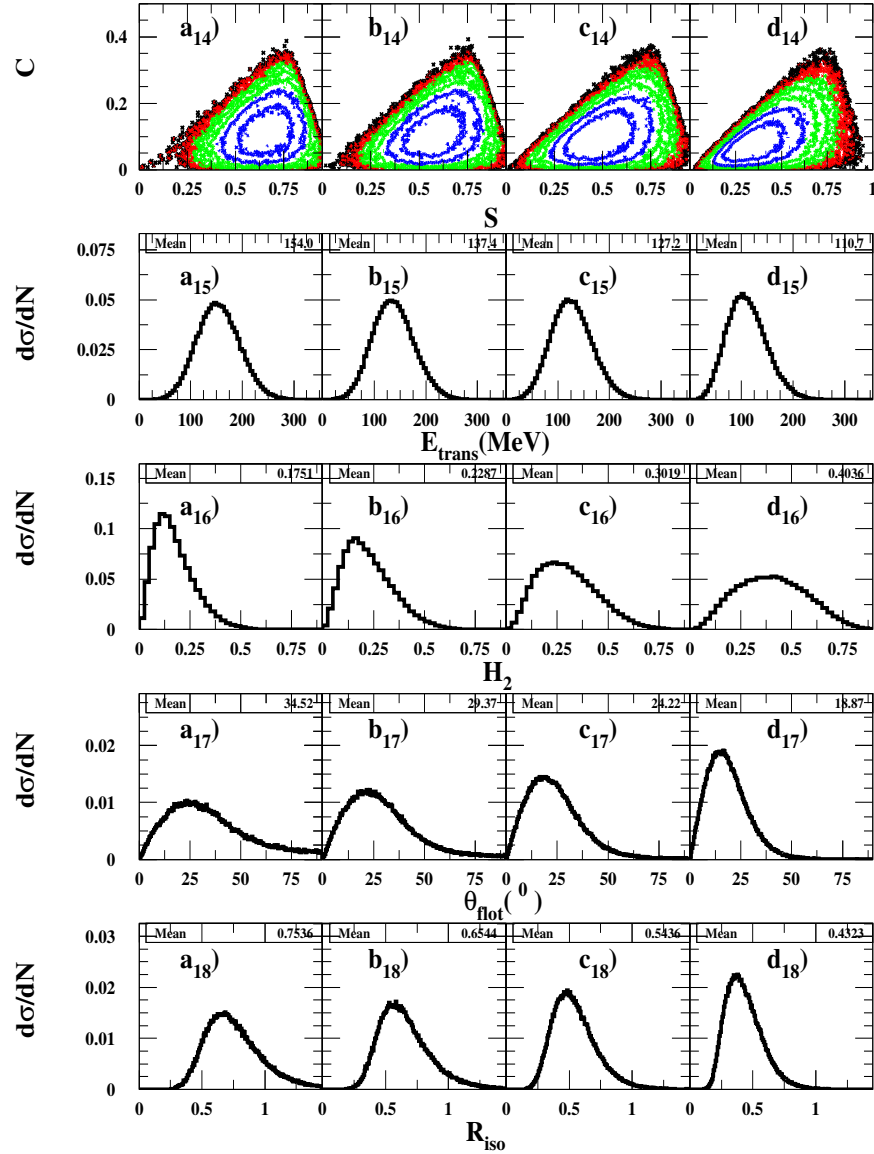


FIG. 4.8 – Evolution de différentes variables globales en fonction des quatre intervalles contigus de la distribution de  $D_{625}$ . Les différentes lignes représentent les distributions : de coplanarité en fonction de la sphéricité, d'énergie transverse, du moment de Fox et Wolfram d'ordre 2, de l'angle de flot, du rapport d'isotropie. Données Ni+Ni à 32A MeV expérimentales.

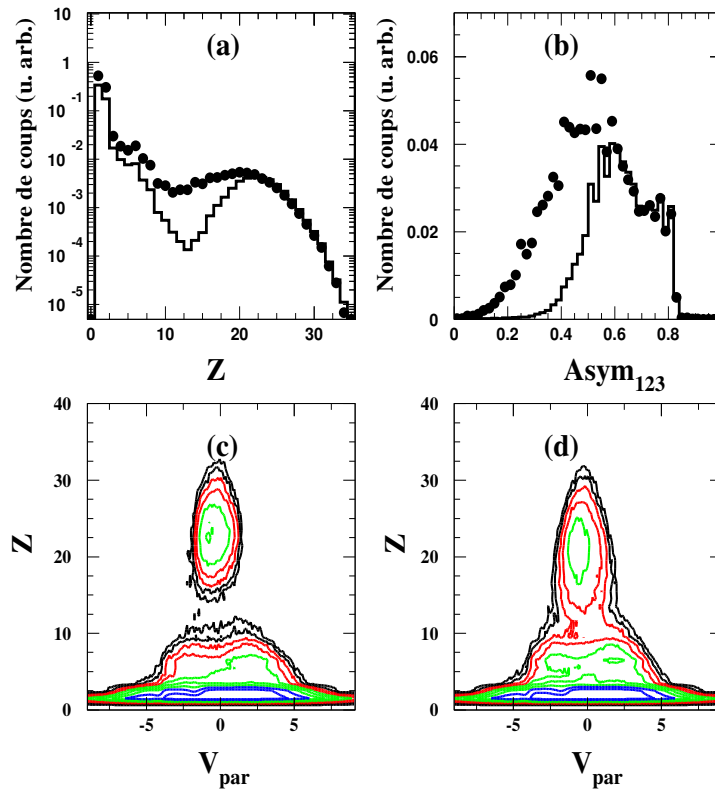


FIG. 4.9 – Distributions expérimentales (pour le système Ni+Ni à 32A MeV), de charge (a), d'asymétrie des trois plus gros produits chargés (b), et de charge en fonction de la vitesse parallèle dans le centre de masse de la réaction des produits chargés (c et d). Les courbes en traits continus (figures (a) et (b)) et la figure (c) correspondent aux résultats de l'AFD en utilisant le code Simon, les points noirs (figures (a) et (b)) et la figure (d) aux résultats de l'AFD à partir des événements expérimentaux.

binaires dissipatifs contrairement à ce que nous avons fait dans le chapitre précédent. Néanmoins le nouveau lot d'événements monosource possède des caractéristiques statiques et cinématiques semblables aux lot précédemment sélectionné à 32A MeV. Nous allons maintenant étendre notre étude aux énergies supérieures avant d'analyser les lots monosources aux différentes énergies de bombardement.

### 4.1.5 Caractéristiques des événements monosource aux énergies supérieures.

Les sélections initiales données dans le paragraphe 4.1.1 ont permis d’extraire un lot d’événements monosource par énergie incidente, de 40 à 90A MeV, grâce à une analyse factorielle discriminante appliquée aux moments quadridimensionnels, comme à 32A MeV. Les distributions de  $D_{625}$  obtenues présentent en effet une dissymétrie, et peuvent être correctement reproduites par la somme de deux gaussiennes : l’une correspondant à la partie gauche, minoritaire, monosource, de la distribution et l’autre à la partie droite, majoritaire, polysource. Chaque gaussienne est alors divisée en deux parties égales comme c’était le cas à 32A MeV. L’évolution des variables, statiques, cinématiques, et de forme, en fonction des quatre tranches contiguës dans la distribution de  $D_{625}$  permet de tirer des conclusions analogues à celles obtenues à 32A MeV. On passe ainsi continûment d’une tranche (1ere moitié de la gaussienne, partie gauche) où les événements peuvent être associés à une monosource la plus “pure” à une tranche (2ème moitié de la gaussienne, partie droite) où les événements peuvent être associés à une polysource la plus “pure”. Les distributions correspondantes sont données dans la référence [Mou04] pour les énergies incidentes de 40, 52, 63, 74, 82 et 90A MeV. Dans la suite de l’étude, comme précédemment, nous analyserons exclusivement les événements correspondant aux monosources les plus pures.

La première variable dont nous pouvons observer l’évolution est la multiplicité. Des études antérieures sur les collisions dissipatives ont montré que si la multiplicité totale évolue quand l’énergie incidente augmente, la multiplicité de fragments en revanche reste pratiquement constante, et leur taille diminue. Les distributions de la figure 4.10 permettent de tirer les mêmes conclusions. La distribution de multiplicité totale augmente avec l’énergie à cause de l’augmentation du nombre de particules légères, le nombre moyen de fragments restant pratiquement constant, avec une valeur moyenne autour de 3 alors qu’elle n’était que de 2 environ avec la sélection précédente. Nous remarquons cependant que la multiplicité totale n’évolue plus ou peu de 82 à 90A MeV. En effet l’augmentation de la multiplicité de  $Z = 2$  semble saturer au-delà d’une énergie incidente de 64A MeV et celle de  $Z = 1$  autour de 82A MeV. On semble atteindre pour les plus grandes énergies incidentes une vaporisation du système Ni+Ni, phénomène déjà observé pour un système asymétrique plus léger, Ar+Ni [Riv96]. On a donc observé pour les plus basses énergies incidentes une minorité d’événements évaporatifs qui persistaient encore jusqu’à environ 50A MeV et on semble tendre pour les énergies incidentes les plus élevées vers la vaporisation du système. Entre ces deux extrêmes, nous allons traquer la multifragmentation du système et ses liens éventuels avec une

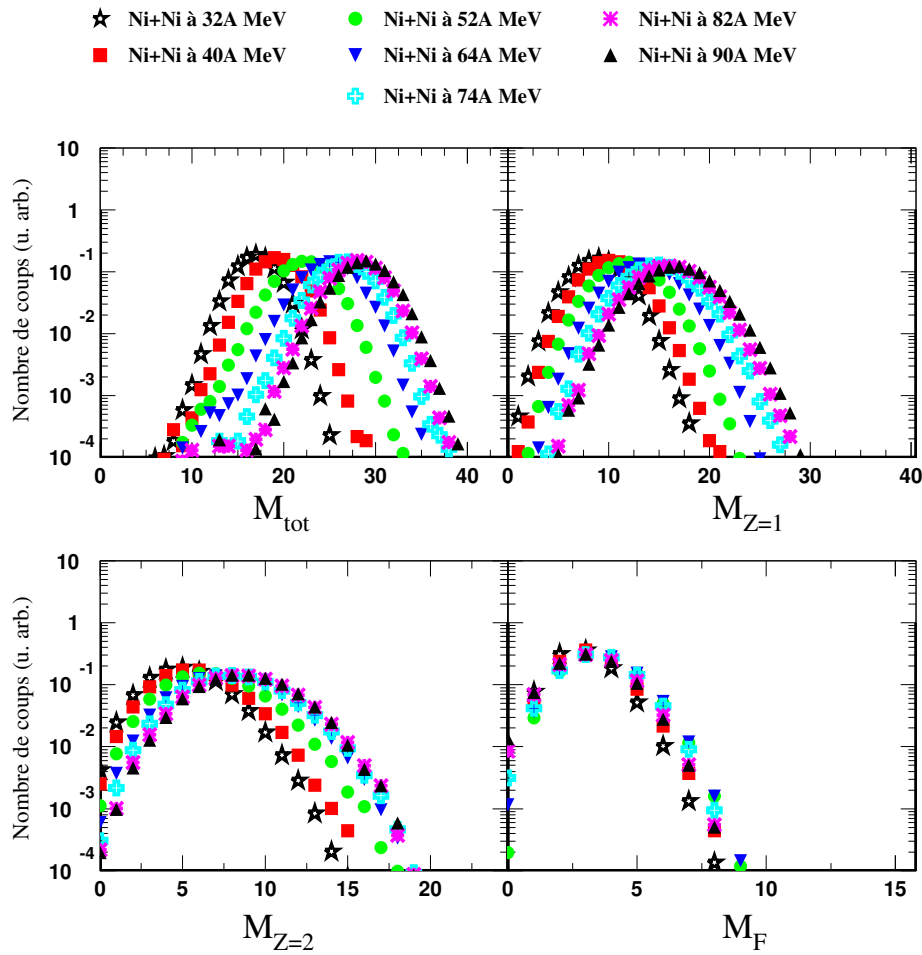


FIG. 4.10 – Evolution des multiplicités de particules chargées en fonction de l'énergie incidente.

transition de phase et/ou des phénomènes critiques.

Avant d'aborder l'étude de la monosource expérimentale, nous pouvons constater par les corrélations entre la charge et la vitesse parallèle dans le centre de masse de la réaction, figure 4.11, que des fragments dont les caractéristiques sont similaires à celles du résidu lourd, présent pour une énergie de bombardement de 32A MeV, persistent jusqu'à 52A MeV puis tendent à disparaître vers 64A MeV. Pour une énergie incidente de 90A MeV seuls des particules légères et fragments légers existent avec des vitesses pouvant être comparables à celles de la cible ou du projectile. Des effets de transparence ont pu être mis en évidence [Lau05b], phénomène déjà évoqué dans le chapitre précédent au sujet des sections efficaces de fusion.

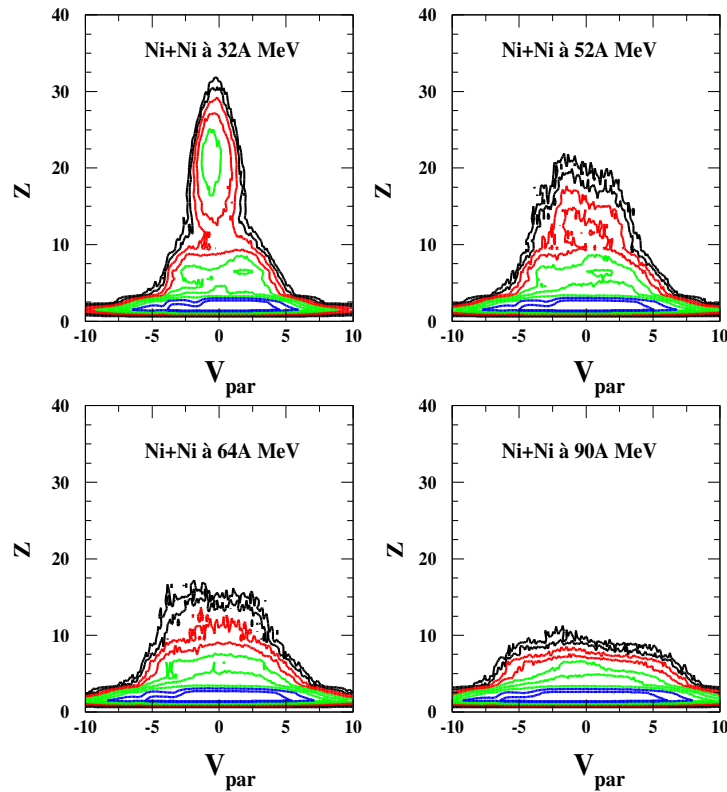


FIG. 4.11 – Corrélation entre la charge et la vitesse parallèle (en  $cm/ns$ ) dans le centre de masse de la réaction.

#### 4.1.6 Conclusion

Nous avons constaté que non seulement la sélection que nous venons d'effectuer permet de récupérer des partitions manquantes pour les événements de source unique mais nous avons également pu accroître la statistique dans la mesure où le premier lot sélectionné est un sous-ensemble de celui que nous avons obtenu à partir des données expérimentales. La qualité de l'échantillon ne semble pas altérée du point de vue de ses caractéristiques de source unique. Par ailleurs l'axe discriminant est relativement proche du précédent ce qui est à la fois rassurant dans la mesure où on conserve une certaine cohérence en comparant les deux méthodes, mais qui est aussi problématique dans la mesure où une variation même extrêmement faible influe sur le lot sélectionné. Cette remarque a déjà été faite lors de l'optimisation de la variable dans la sélection précédente. Par ailleurs les analyses factorielles discriminantes réalisées aux énergies de 40 à 90A MeV ont permis de sélectionner des lots monosources, de caractéristiques analogues à celles du lot obtenu à 32A MeV, que nous allons utiliser dans la suite de l'étude.

L'AFD est donc un outil performant mais d'utilisation délicate et relativement com-

plexe à maîtriser. Néanmoins on aurait tort de bouder notre plaisir puisque l'on a réussi à obtenir des lots monosource fiables et les moins biaisés possible pour étudier ces monosources et leurs modes de désexcitation aux différentes énergies incidentes.

Par ailleurs nous avons constaté qu'un changement de mécanismes semble se produire pour une énergie incidente d'environ 50A MeV, comme nous l'avons déjà évoqué dans le chapitre précédent. En couvrant la totalité des énergies incidentes pour le système Ni+Ni, le lot monosource semble évoluer de la fusion incomplète à 32A MeV jusqu'à la vaporisation du système sous forme de particules légères à 90A MeV où des effets de transparence peuvent également être observés en accord avec le modèle BNV, ce que nous avons également discuté dans le chapitre précédent. Entre ces deux bornes nous allons rechercher la multifragmentation et ses liens avec une transition de phase du type liquide-gaz et/ou des phénomènes critiques. Auparavant nous allons caractériser la monosource sélectionnée, pour une énergie incidente de 32A MeV, et comparer les résultats obtenus avec ceux de la sélection précédente. Nous étendrons alors notre étude aux énergies supérieures afin de discuter les similitudes avec un système symétrique plus lourd, Xe+Sn, dont l'énergie de bombardement la plus élevée est de 52A MeV. Enfin, une comparaison avec un modèle statistique de multifragmentation sera également abordée.

## 4.2 Etude de la monosource expérimentale et comparaison avec SMM à 32, 40 et 52A MeV

Nous allons déterminer dans un premier temps, la taille et l'énergie d'excitation des monosources nouvellement sélectionnées avant de confronter nos données au modèle SMM puis de comparer les résultats obtenus avec différents systèmes pour des énergies incidentes analogues.

### 4.2.1 Taille et énergie d'excitation de la monosource

Comme précédemment nous allons tenter d'éliminer la composante de prééquilibre de la charge totale de l'événement. Sans refaire tout le travail précédent et compte tenu que les différentes méthodes utilisées donnaient des résultats similaires pour la composante de prééquilibre nous avons alors pratiqué une coupure sur les distributions angulaires des particules légères. En effet, comme nous pouvons le constater sur la fi-

gure 4.7 la distribution angulaire des particules chargées est pratiquement plate sur l'intervalle  $\cos \theta_{c.m.} \in [-0.5, 0.5]$  ce qui correspond à la zone B décrite dans le paragraphe précédent comme étant la partie “émission à l'équilibre” alors que la distribution fortement piquée avant-arrière (partie A précédente) peut s'expliquer par la présence d'une composante anisotrope qui correspond à la partie hors équilibre de l'émission (remarquons que nous observons également une dissymétrie avant-arrière due à des effets de seuil du détecteur). Nous allons donc éliminer ce demi-espace en doublant la contribution de l'émission de particules légères dans le domaine angulaire correspondant à la partie B. Nous supposons donc implicitement que les particules émises à l'équilibre dans la zone que nous excluons ont des caractéristiques similaires à celles de la zone que nous conservons, hypothèse raisonnable compte tenu des analyses déjà effectuées dans le chapitre 3 à ce sujet. Par ailleurs des analyses analogues sur des systèmes plus lourds, tel que Xe+Sn par exemple [Mar95] ont permis d'aboutir aux mêmes conclusions que celles de notre étude. Tous les fragments sont quant à eux pris en compte même s'il existe une légère anisotropie avant-arrière qu'il n'a pas été concluant d'associer à une composante hors équilibre dans le chapitre 3, compte tenu de sa faible proportion dans la tranche correspondant aux événements monosource pure. Bien entendu la proportion avant-arrière s'accroît fortement quand on passe des monosources les plus pures aux polysources les plus pures puisque l'on observe alors les quasi-cibles et quasi-projectiles détectés.

Nous trouvons alors une monosource de taille  $Z=51$  (corrigée des biais du détecteur), pour Ni+Ni à 32A MeV, en très bon accord avec la taille de source trouvée dans le chapitre précédent.

Bien entendu si l'on s'attendait à trouver une taille de source analogue, dont la différence peut s'expliquer par les incertitudes relatives aux différentes méthodes, on prédit en revanche une valeur de l'énergie d'excitation plus élevée puisque nous avons récupéré des événements de type multifragmentation, dont les partitions correspondent à une relativement faible asymétrie ( $Asym_{123}$ ), donc extrêmement dissipatifs et qui peuvent résulter d'un effet de compression dilatation du système se traduisant par une énergie collective d'expansion non nulle. Là encore nous avons utilisé la méthode de calorimétrie traditionnellement employée qui nous a déjà servi dans le chapitre précédent pour estimer l'énergie d'excitation de la monosource. Un calcul analogue à celui réalisé précédemment conduit à une valeur moyenne  $E^* \approx 6.1A$  MeV. Cette valeur normalement plus élevée que la précédente, est également comparable à celle estimée pour le même système à la même énergie avec une analyse en composantes principales [Gui02]. Remarquons que la valeur obtenue est inférieure de 1A MeV à l'énergie totale disponible (7.2A MeV).

Une étude analogue faite à 40 et 52A MeV conduit aux résultats présentés dans la table 4.3. Nous observons alors une taille de source faiblement décroissante en fonction



Systeme	$Z_{source}$	$Z_{source}$ (corrigée)	$E^*(AMeV)$
Ni+Ni 32A MeV	46	51	6.1
Ni+Ni 40A MeV	45	50	8.0
Ni+Ni 52A MeV	43	48	11.2

TAB. 4.3 – Caractéristiques de la monosource sélectionnée.

de l'énergie incidente et une énergie déposée dans la source en forte augmentation. Notons que les valeurs trouvées sont en accord, bien que légèrement inférieures à celles estimées pour un système plus lourd, Xe+Sn [Nei99] pour des énergies incidentes similaires.

Nous allons maintenant confronter nos résultats expérimentaux à ceux d'un modèle statistique de désexcitation simultanée (SMM).

#### 4.2.2 Comparaison avec le modèle SMM

Le modèle de multifragmentation statistique [Bon85b, Bon95] simule la brisure simultanée d'un système nucléaire à l'équilibre thermique à partir du freeze-out (instant où les préfragments n'échangent plus entre eux ni matière, ni énergie, leur évolution n'étant plus gouvernée que par l'interaction coulombienne). Les partitions sont calculées à l'aide d'un algorithme de type Monte-Carlo sur l'ensemble microcanonique constitué de toutes les partitions possibles et la désexcitation des préfragments est supposée se produire à l'infini. Compte tenu des études antérieures sur des sources déformées, nous avons choisi une version de SMM qui permet d'introduire en plus d'une densité donnée au freeze-out et d'une énergie collective d'expansion, une déformation ellipsoïdale du volume de freeze-out [Bou01, Lav01] initialement supposé sphérique. Ces trois paramètres libres seront utilisés pour déterminer les énergies cinétiques des fragments à l'infini [Bou01, Lav01]. De plus le calcul des énergies coulombienne et radiale prend en compte une déformation ellipsoïdale de la source contrairement à la formation des partitions au freeze-out. Bien entendu, les résultats du modèle passeront par le filtre expérimental avant d'être comparés à l'expérience.

Cette comparaison a donc plusieurs objectifs. Le premier est de tester l'hypothèse de l'équilibre statistique sans toutefois apporter de réponse définitive, la condition

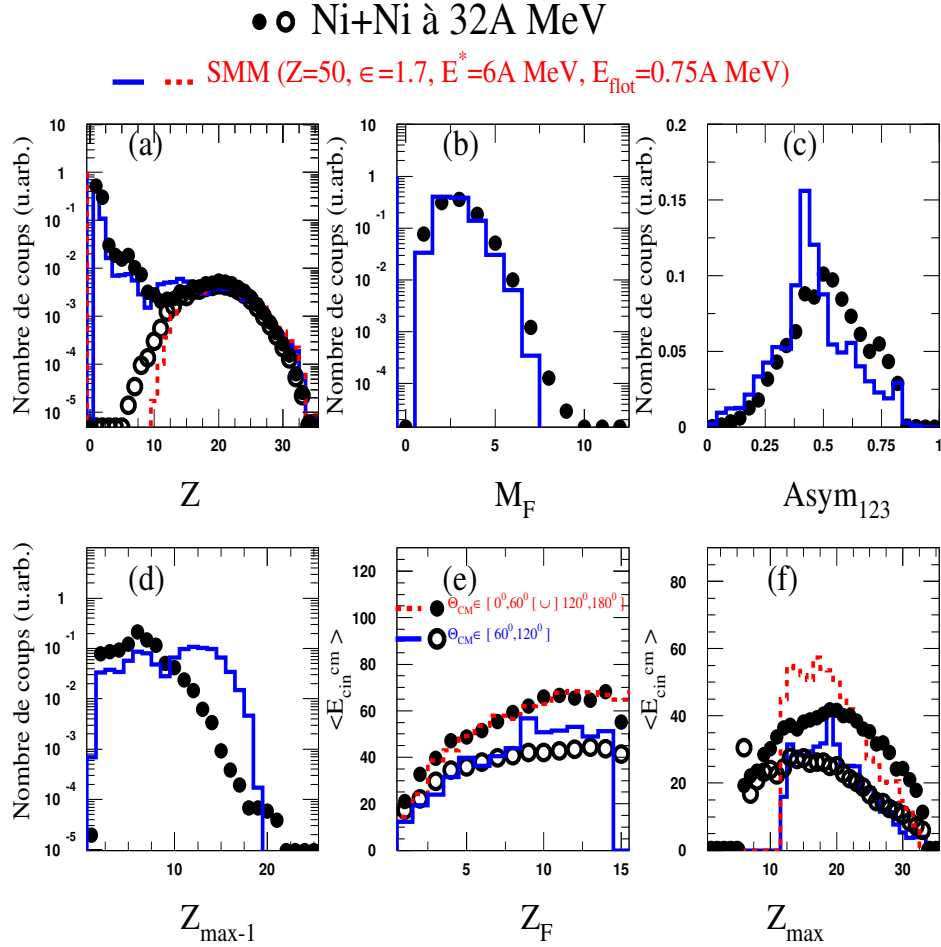


FIG. 4.12 – Distributions : de charge (a) totale (ligne et points noirs pleins) et du plus gros fragment (tirets et points noirs vides), de multiplicité de fragments (b), d’asymétrie de charge des trois plus gros produits chargés (c), du deuxième plus gros produit chargé (d), d’énergie cinétique des produits chargés de la réaction (excepté le plus gros fragment) en fonction de leur charge, d’énergie cinétique du plus gros fragment (dans le centre de masse) en fonction de sa charge. Les points correspondent aux événements expérimentaux et les traits aux événements SMM.

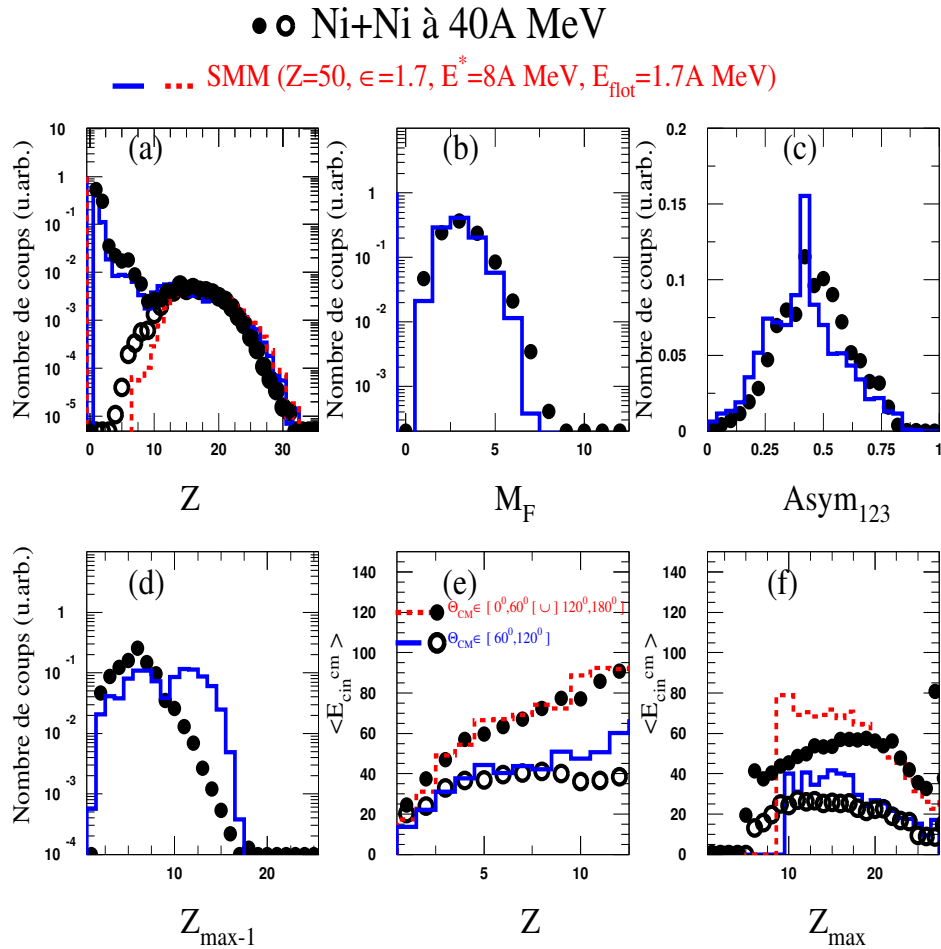


FIG. 4.13 – Distributions : de charge (a) avec (ligne et points noirs pleins) et sans (tirets et points noirs vides) le plus gros fragment, de multiplicité de fragments (b), d'asymétrie de charge des trois plus gros produits chargés (c), du 2eme plus gros produit chargé (d), d'énergie cinétique des produits chargés de la réaction (excepté le plus gros fragment) en fonction de leur charge, d'énergie cinétique du plus gros fragment (dans le centre de masse) en fonction de sa charge. Les points correspondent aux événements expérimentaux et les traits aux événements SMM.

étant nécessaire sans être suffisante. Néanmoins, ce premier test permettra d'étayer un faisceau de présomptions déjà établi expérimentalement. Le deuxième est de tester l'adéquation du modèle avec les valeurs expérimentales des tailles de source et énergies d'excitation. Enfin le troisième est de déterminer s'il existe une énergie de flot non nulle (contrairement aux résultats du chapitre 3 avec le lot expérimental monosource résultant de la simulation Simon) et/ou une déformation du volume de freeze-out, pour une densité donnée.

Le meilleur accord trouvé pour le système Ni+Ni à 32, 40 et 52A MeV est présenté sur les figures 4.12, 4.13 et 4.14. Conformément aux études précédentes et notamment pour Ni+Ni à 32A MeV [Gui02], nous avons utilisé une valeur de densité au freeze-out de  $\rho_0/3$ . Par ailleurs, les mêmes valeurs de taille de source et d'énergie d'excitation conduisent à des distributions globalement compatibles, pour les variables statiques, aux distributions expérimentales. On observe cependant un désaccord non négligeable sur la distribution de 2eme plus gros fragment de l'événement, qui est donc également visible sur la distribution d'asymétrie ainsi que sur la distribution de charges. Dans ce cas SMM génère davantage d'événements de fission que dans le lot expérimental sélectionné. Ce désaccord pourrait être lié au fait que le calcul des partitions ne prend pas en compte la forme de la densité du volume de freeze-out. Remarquons par ailleurs que ce désaccord, sensible pour des énergies incidentes de 32 et 40A MeV, s'atténue fortement à 52A MeV. Concernant les spectres d'énergie cinétique moyenne dans le centre de masse de la réaction en fonction de la charge des différents produits, deux enseignements majeurs sont à tirer. Le premier est qu'il est nécessaire d'introduire une énergie radiale autosimilaire d'autant plus importante que l'énergie incidente augmente pour reproduire correctement le spectre expérimental. Le deuxième est que l'émission des produits chargés n'est pas isotrope, une coupure angulaire séparant les produits émis à l'avant ou à l'arrière dans le centre de masse de la réaction des produits émis entre  $60^\circ$  et  $120^\circ$  degrés impose de tenir compte d'une déformation de la source,  $\epsilon$ , suivant l'axe du faisceau pour reproduire convenablement les données. Cette déformation étant constante en fonction de l'augmentation de l'énergie incidente. Les différentes valeurs sont données sur les figures 4.12, 4.13 et 4.14.

Les valeurs trouvées sont parfaitement comparables à celles trouvées pour Ni+Ni à 32A MeV en utilisant une autre méthode statistique, l'analyse en composantes principales [Gui02]. Par ailleurs ces valeurs sont également proches de celles trouvées pour Xe+Sn à 32, 39 et 50A MeV, que ce soit du point de vue énergie thermique ou énergie d'expansion. Remarquons par ailleurs qu'il semble peu raisonnable d'appliquer SMM, dans le cadre de notre étude, pour des énergies incidentes supérieures à 50A MeV. En effet, dans le modèle, le calcul des partitions est gouverné par l'énergie thermique,

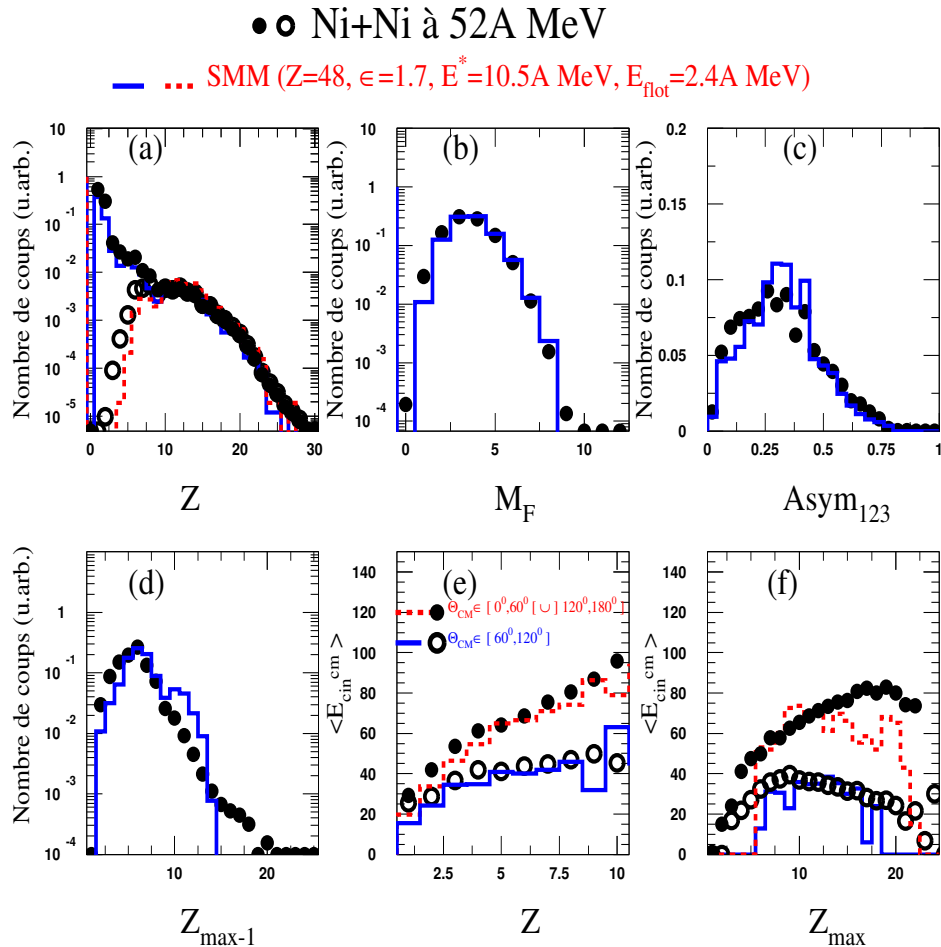


FIG. 4.14 – Distributions : de charge (a) avec (ligne et points noirs pleins) et sans (tirets et points noirs vides) le plus gros fragment, de multiplicité de fragments (b), d'asymétrie de charge des trois plus gros produits chargés (c), du 2eme plus gros produit chargé (d), d'énergie cinétique des produits chargés de la réaction (excepté le plus gros fragment) en fonction de leur charge, d'énergie cinétique du plus gros fragment (dans le centre de masse) en fonction de sa charge. Les points correspondent aux événements expérimentaux et les traits aux événements SMM.

indépendamment de l'énergie collective qui n'intervient que dans la phase de propagation des fragments. En conséquence le domaine de validité du modèle est restreint aux cas où l'énergie collective reste faible devant l'énergie thermique. Quant à la déformation mise en évidence, elle a déjà été observée pour Xe+Sn à 32A MeV [Bou01] et Au+Au [Lav01]. En revanche, les analyses dans lesquelles les collisions centrales sont sélectionnées par une coupure en angle de flot ( $\theta_{flot} \geq 60^\circ$ ), privilégient les événements où les fragments sont émis de manière isotrope, donc une "source" plutôt sphérique.

Nos résultats sont donc compatibles avec les résultats antérieurs ce qui apporte une crédibilité supplémentaire à la méthode utilisée. Par ailleurs, le fait d'avoir mis en évidence une déformation, dans l'espace des positions et/ou des impulsions, de la source sélectionnée signe une relaxation incomplète du degré de liberté de forme.

En conclusion, nos données expérimentales sont donc compatibles avec un modèle de multifragmentation statistique (SMM) incluant une déformation de la source et une énergie collective autosimilaire d'expansion.

Nous allons maintenant poursuivre notre étude par la recherche de signaux de transitions de phase et/ou de phénomènes critiques.

### 4.3 Recherche de signaux de transition de phase

L'état d'un système macroscopique est déterminé d'une part, par les interactions existant entre les entités élémentaires qui le constituent (atomes, molécules, électrons, quarks) et d'autre part par les conditions extérieures qui lui sont imposées (température, pression...). Le système est dans une phase donnée lorsque ses propriétés physiques varient de manière continue en passant d'un endroit à l'autre. Les phases sont caractérisées par des comportements collectifs de la matière, qui ne peuvent pas être décrits par la somme des propriétés individuelles [Diu89]. Si l'on suppose un système uniforme dans une phase déterminée (une phase liquide par exemple) alors en faisant varier de façon continue un des paramètres extérieurs (la température par exemple) le système peut passer d'une phase à une autre. Ce passage est appelé transition de phase et le processus (contrôlé par la température dans notre exemple) qui conduit à un changement de phase est une compétition entre l'ordre qui minimise l'énergie du système en interaction et le désordre qui maximise l'entropie, l'état stable étant donné par le minimum de l'énergie libre du système.

Le premier signal que nous allons tenter d'obtenir, l'un des plus directs, est la bimodalité dont le principe est le suivant : par l'observation d'une grandeur jouant le rôle de

paramètre d'ordre, il serait possible de mettre en évidence deux familles d'événements à une température donnée (cadre canonique), et d'avoir ainsi la possibilité de séparer deux phases éventuelles [Gul03]. Dans le cas de la transition liquide-gaz, c'est la différence des densités respectives du liquide et du gaz qui joue le rôle de paramètre d'ordre. Pour des systèmes finis, une transition de phase du premier ordre se traduit par l'existence d'une courbure anormale de la densité d'état qui se manifeste par une convexité de la courbe de l'entropie, représentée en fonction du paramètre d'ordre, dans la région spinodale [Cho00] et génère deux maxima séparés par un minimum (appelé bimodalité) dans la distribution de probabilité du paramètre d'ordre. Dans ce cadre d'étude, la charge du plus gros fragment signe une transition de fragmentation [Gul05]. Nous chercherons donc, dans le paragraphe qui suit un signal de transition de phase dû à la bimodalité d'une distribution de  $Z_{max}$ .

Dans une région où un système est mécaniquement instable, des fluctuations de densités (caractérisées par une pulsation et un nombre d'onde), initialement de faible amplitude, sont amplifiées exponentiellement. Des simulations de champ moyen permettent de définir un nombre d'onde de coupure en dessous duquel les fluctuations vont croître exponentiellement jusqu'à ce maximum où elles sont amplifiées plus rapidement que toutes les autres [Jac96]. Les fragments résultants doivent donc avoir une taille identique fixée par la valeur de la longueur d'onde du mode le plus instable, soit environ 10fm [Gua96]. La distribution de charge résultante est donc étroite et correspond à des charges  $Z = 10-15$  [Cho95]. Pour les systèmes finis, un effet important est la prise en compte de la multipolarité ( $L$ ) et notamment celle du mode le plus instable qui, reliée à son nombre d'oscillation, permet de comprendre que la cassure du système par un mode de multipolarité  $L$ , conduit à la formation de  $L$  fragments. Le taux de croissance des instabilités en fonction de la multipolarité étant pratiquement constant de  $L = 2$  jusqu'à une valeur de coupure  $L_c$ , la décomposition spinodale d'une source de masse  $A$  devrait conduire à la formation de fragments de masse comprise entre  $A/2$  et  $A/L_c$ . La taille finie favorise alors l'élargissement de la distribution de charge et atténue la signature de la décomposition spinodale de même que les battements de différents modes, la présence de modes instables de grandes longueurs d'ondes, la coalescence éventuelle des fragments et leur évaporation secondaire. Les événements recherchés, dont on comprendra aisément que l'on puisse les qualifier de "fossiles", seront étudiés grâce à la méthode des corrélations en charge permettant de mettre en évidence une telle surproduction de fragments.

Pour un système macroscopique, mesurer la courbe calorique de la matière nucléaire semblait un moyen efficace de rechercher un signal de transition de phase. Malheureusement, si la courbe calorique de la matière présente bien un plateau (la température

restant constante dans une gamme d'énergie donnée) pour des mesures faites [Poc95] sur le système Au+Au à 600A MeV, ce plateau ne peut être interprété en terme de transition de phase. En effet, pour un système fini à pression constante, dans la zone de coexistence, la température décroît avec l'énergie [Cho00], l'énergie de surface n'étant plus négligeable pour un système fini. La mesure de la courbe calorique dépend donc du chemin thermodynamique suivi, or nous n'avons pas la maîtrise de ce chemin. C'est pourquoi une autre méthode, consistant à utiliser les fluctuations d'énergie pour calculer la capacité calorifique de la source, a été proposée [Cho99]. Pour un système fini, la capacité calorifique ( $C = dE/dT$ ) est négative dans la zone de coexistence, quel que soit le chemin thermodynamique suivi. Cette méthode qui apparaît donc plus pertinente pour rechercher une transition de phase dans la matière nucléaire sera discutée dans un paragraphe suivant.

### 4.3.1 Bimodalité

Dans le cas où la multifragmentation est reliée à une transition du type liquide-gaz [Ber83], la densité de matière qui joue le rôle de paramètre d'ordre pour un système macroscopique pourrait être corrélée à la taille du plus gros fragment [Pic04] (même si le lien théorique reste à établir), lequel joue un rôle particulier dans les études que nous avons entreprises pour le système Ni+Ni. Par ailleurs ce plus gros fragment joue aussi un rôle important dans la variable  $Asym_{123}$  qui peut prétendre représenter un paramètre d'ordre dans les analyses faites avec l'AFD obtenue à partir des événements Simon. Néanmoins l'interprétation théorique reste ambiguë quant à l'ordre de la transition [Gul05]. Nous allons, pour tenter de clarifier ce problème, étudier la distribution de  $Z_{max}$  aux différentes énergies incidentes avec le nouveau lot monosource sélectionné. Remarquons en préambule que ce signal de bimodalité peut être mis en évidence de façon relativement directe et extrêmement simplement. Par ailleurs le fait que le détecteur IN-DRA permet de mesurer efficacement le plus gros fragment de l'événement sélectionné ajoute à la fiabilité de la méthode et à la robustesse de la mise en évidence d'un signal éventuel.

La figure 4.15 représente les distributions : de charge, de  $Z_{max}$ , de  $Z_{max-1}$ ,  $Z_{max-2}$  pour les énergies incidentes de 32 à 90A MeV. Ces quatre figures comportent des similitudes extrêmement intéressantes. La distribution de charge évolue sensiblement entre les faibles énergies incidentes (32 et 40A MeV) où la distribution est très large, et les énergies incidentes plus élevées (au-delà de 52A MeV) où une forme exponentielle se dessine. La même séparation entre 32 et 40A MeV d'un côté et au-delà de 52A MeV de l'autre est valable pour les trois autres distributions. Pour les distributions



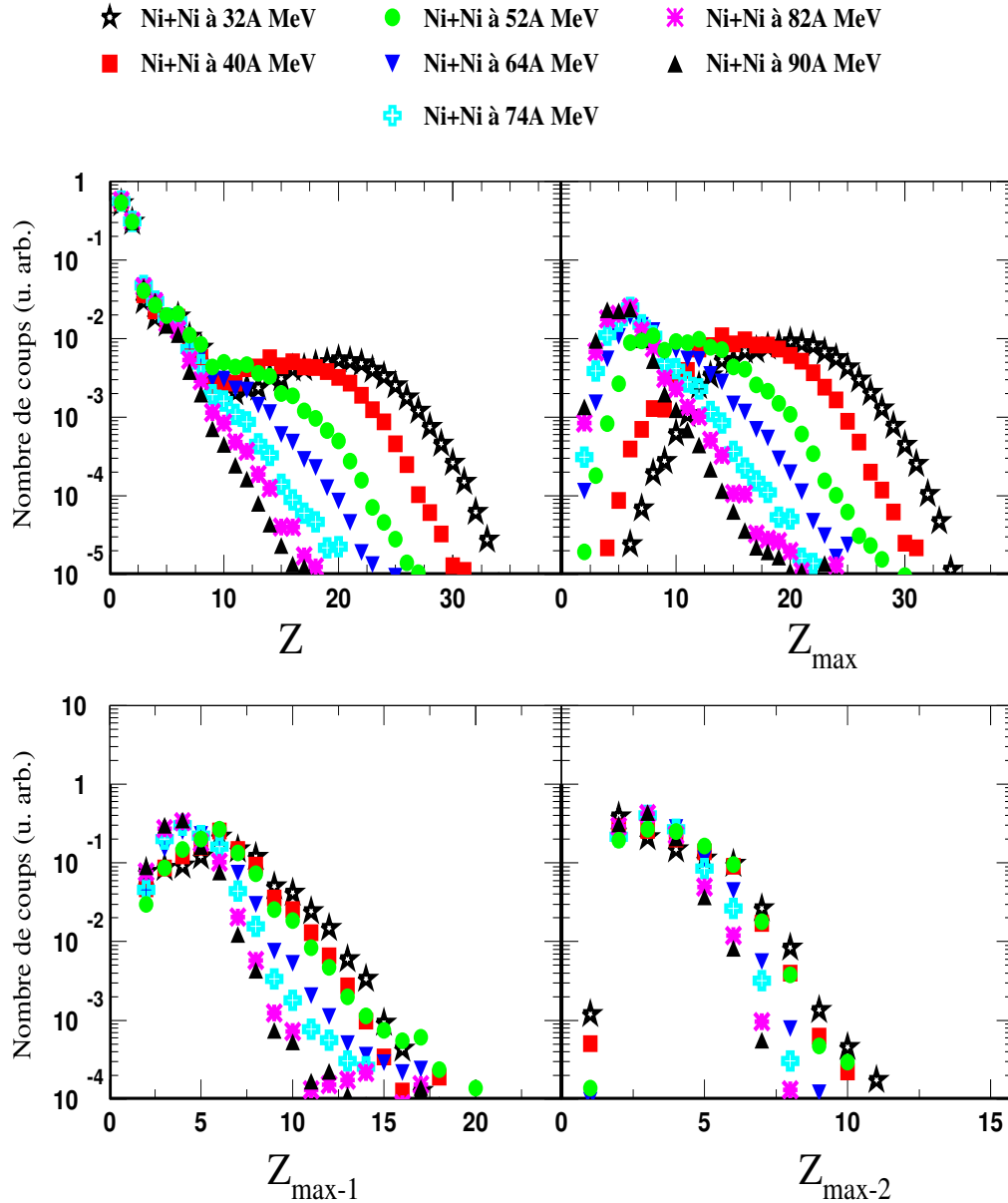


FIG. 4.15 – Évolution de la distribution de charge  $Z$ , la charge du plus gros fragment ( $Z_{max}$ ), du deuxième plus gros fragment ( $Z_{max-1}$ ) et du troisième plus gros fragment ( $Z_{max-2}$ ) de l'événement en fonction de l'énergie incidente.

de  $Z_{max-1}$ ,  $Z_{max-2}$  on constate également que les largeurs des distributions diminuent quand l'énergie incidente augmente alors que les valeurs moyennes correspondantes évoluent peu. Bien entendu la distribution la plus excitante est celle de  $Z_{max}$  où une évolution bimodale se dessine à 52A MeV. Alors que les distributions sont grossièrement gaussiennes à 32 et 40A MeV avec un simple décalage vers les plus petites valeurs moyennes comme on pouvait s'y attendre lorsque l'énergie incidente augmente, les distributions au-delà de 64A MeV sont étroites, piquées vers les petites valeurs de  $Z_{max}$ , avec un maximum autour de 5. Quant à la distribution à 52A MeV, elle présente à la fois une partie des caractéristiques des distributions à 32 et 40A MeV et les caractéristiques des distributions à partir de 64A MeV. Le résultat est une distribution bimodale dans laquelle le  $Z_{max}$  représente le paramètre d'ordre ce qui signe une transition de fragmentation (du premier ordre) de la matière nucléaire [Gul05]. Ce signal, issu de la distribution du plus gros fragment de l'événement, est observé pour la première fois dans nos données. Il est évidemment extrêmement tentant de relier cette distribution à la bimodalité pour les systèmes infinis où la densité représente le paramètre d'ordre. Cependant, le lien théorique reste à établir entre transition de fragmentation pour un système nucléaire et transition de phase liquide-gaz dans la matière infinie. Par ailleurs, nous devons aussi considérer le fait que le minimum séparant les "deux phases" est très peu prononcé et donc que le signal reste "fragile". Notons cependant que ce signal, qui sort directement de la sélection de la source unique, est un candidat potentiel pour signer une transition de phase de type liquide-gaz.

Un signal bimodal a été observé en collisions centrales dans un autre système symétrique, Xe+Sn [Bor02] avec un paramètre d'ordre défini comme étant une différence entre les fragments lourds (attribués à la phase dense) et les fragments plus légers, la charge limite étant fixée à 12. A 32A MeV, la très grande majorité des événements s'apparentent à une phase liquide constituée de gros fragments tandis qu'à 45 et 50A MeV les événements dominants sont constitués de petits fragments et peuvent caractériser une phase gazeuse. Ces deux distributions sont comparables à 39A MeV et présentent deux maxima. Par ailleurs un signal bimodal a également été observé, toujours en collisions centrales, mais avec un système asymétrique, Ni+Au [Bel02] avec un paramètre d'ordre défini comme étant une différence entre le gros fragment et les deux autres plus gros produits chargés (définition assez proche de celle de l' $Asym_{123}$ ). Les deux énergies de 32 et 90A MeV semblent représenter chacune une famille d'événements, celle correspondant à l'énergie la plus basse étant constituée d'un fragment de taille supérieure aux deux autres produits chargés tandis que celle correspondant à l'énergie la plus élevée permet d'observer des événements dont les deux plus gros fragments ont des tailles semblables. La transition semble se produire à 52A MeV où les deux familles coexistent. Ces résultats sont donc cohérents avec ceux obtenus avec le système Ni+Ni

et semblent étayer l'hypothèse d'une discontinuité s'étalant de 30 à 50A MeV environ dans les systèmes nucléaires en collisions centrales.

Terminons en ajoutant que des études récentes réalisées en collisions périphériques pour les systèmes Xe+Sn et Au+Au [Pic04] ont permis de mettre en évidence un signal bimodal avec un paramètre d'ordre basé sur l'asymétrie des deux plus gros fragments chargés attribués au quasi-projectile. Ce signal a été observé pour les deux systèmes pour la même énergie transverse normalisée à la masse du système. L'avantage de cette étude est que le signal de bimodalité est obtenu plus directement qu'en collisions centrales, néanmoins l'interprétation du signal de bimodalité est différente dans les deux types de collisions puisque la compression du système n'est effective qu'en collisions centrales. Cependant, ces résultats ne sont pas forcément contradictoires puisque l'interprétation de la multifragmentation en terme de passage dans la zone spinodale n'est qu'un des scénarii possibles. De nouvelles études vont être réalisées (et une thèse en collaboration entre le laboratoire de Caen et l'IPN de Lyon vient de démarrer) pour tenter de faire le lien et de comprendre l'origine des signaux obtenus en collisions périphériques et centrales. Dans cette optique, le degré de liberté d'isospin (rapport N/Z) sera utilisé pour tester l'origine de la bimodalité et les systèmes "croisés" en isospin  $^{129}\text{Xe}+^{112}\text{Sn}$  et  $^{124}\text{Xe}+^{124}\text{Sn}$  à 100A MeV seront analysés et les résultats comparés à ceux obtenus pour le système Ni+Ni. Mais ceci est une autre histoire...

### 4.3.2 Corrélations en charge

Nous allons mener les étude de corrélations sur les partitions de charge et non de masse, puisque le détecteur INDRA ne permet pas de mesurer la masse des fragments (sauf pour  $Z=3,4$ ). Pour ces études, nous allons utiliser les fonctions de corrélations qui vont nous permettre de comparer les événements expérimentaux à des événements où la corrélation recherchée n'existe pas. Nous allons donc comparer des partitions expérimentales à des partitions purement statistiques, un écart entre les deux ensembles signant alors une production favorisée de certaines partitions.

L'étude des corrélations en charge à l'aide des moments d'ordres supérieurs a été initialement proposée par [Mor96] pour mettre en évidence une surproduction de fragments de taille égale, indice du passage du système nucléaire dans la zone spinodale où les fluctuations sont amplifiées. Etant donné la faible proportion de ces événements "fossiles", le nombre d'événements sélectionnés joue un rôle fondamental pour la mise en évidence du signal. On notera une fois encore l'intérêt de l'analyse discriminante qui permet de récupérer davantage d'événements et de partitions que les variables globales

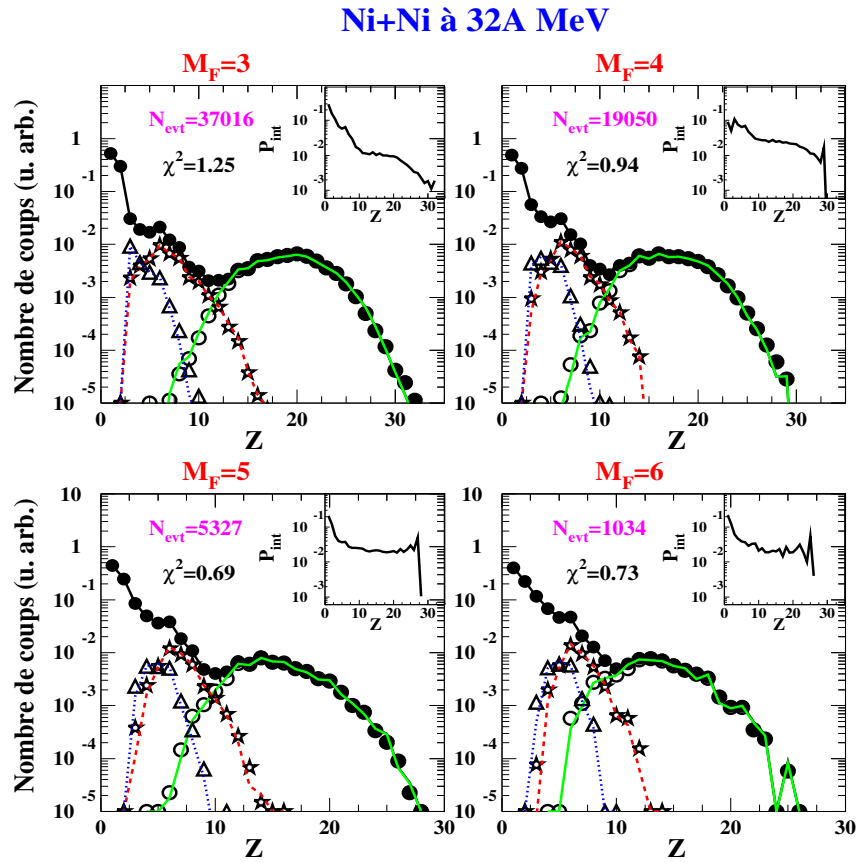


FIG. 4.16 – Ni+Ni à 32A MeV. Distributions expérimentales (symboles) de charge (cercles pleins), la charge du plus gros fragment (cercles), deuxième plus gros fragment (étoiles) et troisième plus gros fragment de l'événement (triangles) en fonction de la multiplicité des fragments. Les lignes correspondent aux résultats obtenus avec la Méthode des Probabilités Intrinsèques (MPI). Dans les petites fenêtres sont présentées les distributions des probabilités intrinsèques.

usuelles. Du point de vue nombre d'événements, la cinquième campagne INDRA devrait nous permettre d'obtenir une sensibilité suffisante pour lever toute ambiguïté sur la valeur statistique des signaux observés. Le deuxième point clé de la méthode concerne la construction du dénominateur. En effet, le dénominateur de la fonction de corrélation représente le nombre d'événements de l'échantillon étudié comprenant  $M_F$  fragments de charge moyenne  $\langle Z \rangle$  et d'écart-type  $\sigma_Z$ , ce dénominateur étant alors construit pour les événements décorrélés. Toute la difficulté du problème est donc de trouver la méthode de décorrélation qui introduit le moins de biais possibles, donc de fluctuations, dans la fonction de corrélations. Nous allons donner ici les différentes évolutions qui ont permis d'améliorer la construction du dénominateur : la première méthode a consisté à construire des événements décorrélés (pseudo-événements) en choisissant au hasard  $M_F$  fragments dans des événements différents. Cette méthode, utilisée au sein de la collabo-

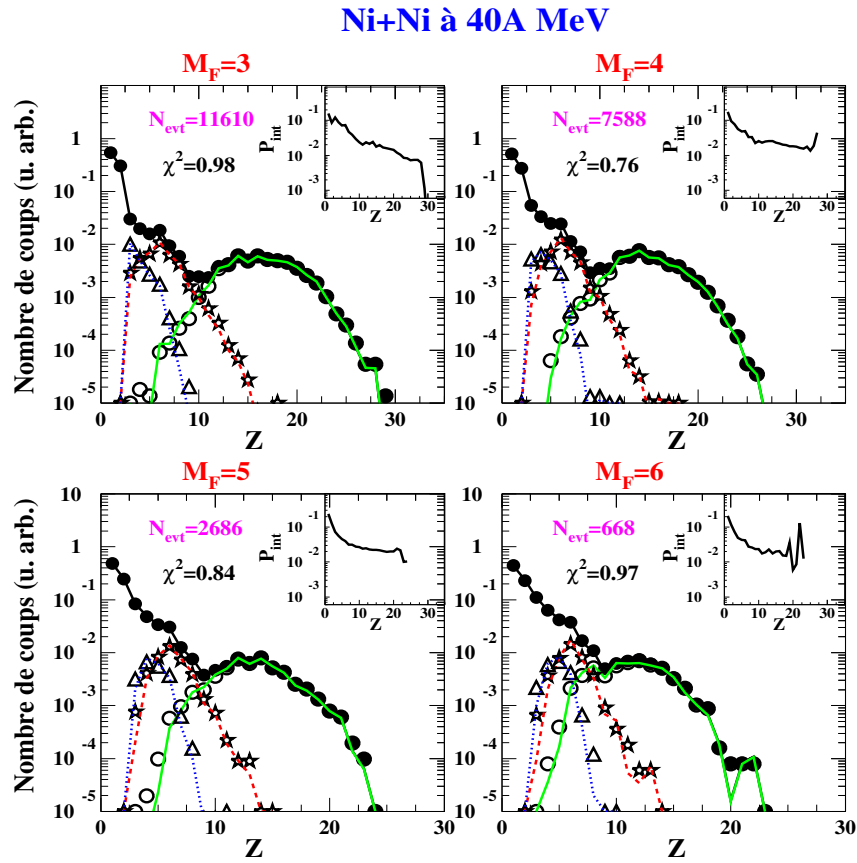
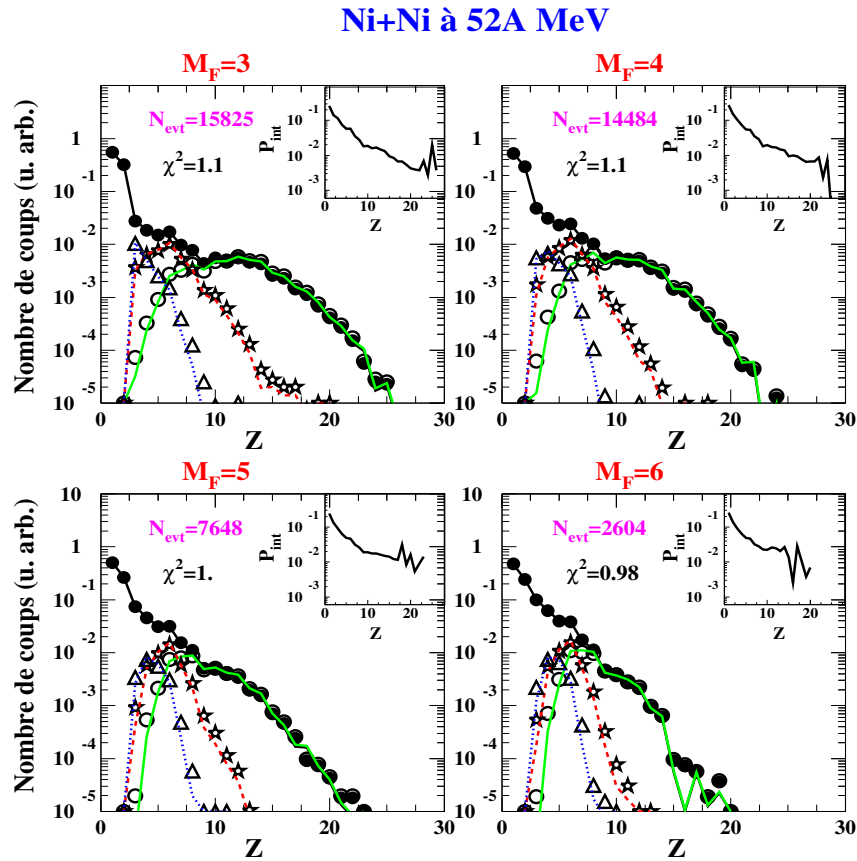


FIG. 4.17 – Ni+Ni à 40A MeV. Idem figure 4.16.

ration INDRA a donné des premiers résultats positifs pour le système Xe+Sn [Bor01] contrairement à une deuxième étude proche de la première, mais avec une contrainte supplémentaire résultant de la conservation de la “charge liée” (définie ici par la somme de tous les fragments de  $Z \geq 5$ ) de l’événement, où les auteurs concluent par l’absence de signal significatif dans le système Xe+Sn de 32 à 52A MeV [ChA04], le faible nombre d’événements sélectionnés pouvant contribuer à expliquer l’interprétation des résultats. Une première évolution a consisté à remplacer le tirage précédent par un tirage dans le spectre en charge expérimental [Des02]. Néanmoins, le problème de ces approches est que le dénominateur, calculé pour un nombre fini d’événements, peut créer des fluctuations ce qui fragilise la méthode.

Une deuxième évolution a été de proposer un calcul analytique du dénominateur (les probabilités des partitions sont calculées avec la loi multinomiale prenant en compte le spectre en charges) [Des02], ce qui revient à construire un nombre infini de pseudo-événements. Ce calcul offre donc l’avantage de réduire les barres d’erreur, principalement sur les pics de corrélation où la statistique attendue est faible et pour lesquels le dénominateur prend *a priori* lui aussi des valeurs faibles. Les sources d’incertitudes se réduisent ainsi aux seules probabilités expérimentales de la distribution de charges et



n'affectent que le numérateur de la fonction de corrélation.

Actuellement, la dernière évolution de la méthode consiste à construire le dénominateur en utilisant les propriétés expérimentales des partitions, directement affectées par la conservation de la charge totale. L'hypothèse de départ est donc de supposer que les corrélations entre les charges sont très faibles lors de la cassure de la source, chaque charge étant entièrement décrite par une probabilité d'émission appelée probabilité intrinsèque. Ce modèle est dit à charges indépendantes car il ne contient aucune corrélation autre que celles induites par la conservation de la charge totale [Des02].

La première étape de la méthode des probabilités intrinsèques que nous allons utiliser pour le système Ni+Ni de 32 à 52A MeV, consiste à calculer les probabilités intrinsèques des particules et fragments pour chaque multiplicité de fragments. Ces probabilités sont obtenues en minimisant le  $\chi^2$  entre les probabilités expérimentales et les probabilités de partitions calculées par le modèle à charges indépendantes. Les distributions de charge et les probabilités intrinsèques correspondantes sont représentées en fonction de la multiplicité de fragments et de l'énergie incidente sur les figures 4.16, 4.17 et 4.18. Le nombre d'événements et les  $\chi^2$  obtenus sont donnés sur les différents spectres. La procédure de minimisation converge vers des petites valeurs de  $\chi^2$ , les distribu-

tions expérimentales sont donc bien reproduites par le modèle. La première conclusion de cette étude est de constater que les données sont compatibles avec un processus d'émissions indépendantes et donc que les corrélations physiques autres que celles dues à la conservation de la charge sont faibles.

Lorsqu'un événement est composé de fragments de taille similaire, des pics sont attendus pour les petites valeurs de  $\sigma_Z$  dans les fonctions de corrélations. La largeur des canaux en  $\langle Z \rangle$  et  $\sigma_Z$  a été prise égale à une unité. Le premier canal en  $\sigma_Z$  contient donc les événements pour lesquels  $\sigma_Z < 1$ , qui correspondent à un écart maximum de deux unités entre le plus gros et les plus petits fragments [Tab00, Tab03].

Sur la figure 4.19 est montrée l'évolution des fonctions de corrélations en fonction de  $\langle Z \rangle$  pour les événements du canal  $\sigma_Z < 1$ . On constate qu'il n'y a pas de surproduction d'événements dont les charges sont quasi-identiques, à 32A MeV. En revanche ce signal semble apparaître à 40A MeV et est plus clairement présent à 52A MeV. Dans ce dernier cas, la charge moyenne des fragments dont la fonction de corrélation est clairement supérieure à l'unité décroît quand leur multiplicité augmente, le produit des deux restant pratiquement constant pour les quatre intervalles de multiplicité présentés sur la figure 4.19. Un tel signal, présentant cette même caractéristique, a été observé précédemment par [Tab00, Bor01, Tab03] avec le système Xe+Sn et par [Gui02] avec le système Ni+Au à 52A MeV. Par ailleurs aucune conclusion n'avait pu être tirée pour le système Ni+Ni à 32A MeV [Gui02] compte tenu du faible nombre d'événements sélectionnés. On voit donc une nouvelle fois l'intérêt de l'utilisation de l'AFD qui outre le fait de pouvoir sélectionner un très large ensemble de partitions d'événements de source unique, permet également d'obtenir un nombre plus important d'événements que par une sélection faite à l'aide de variables globales usuelles.

D'autre part, l'utilisation du code BOB (Brownian One-Body dynamics), dont l'originalité est de pouvoir introduire les fluctuations non seulement dans la condition initiale du système mais aussi dans la dynamique et notamment quand le système entre dans la région instable [Gua97], a permis de faire le lien entre la surproduction de fragments de taille égale et la décomposition spinodale d'un système fini [Tab00, Bor01, Tab03]. Un bémol concernant l'interprétation du signal pourrait être relatif à la taille des fragments de cette surproduction. En effet ils sont plutôt attendus aux alentours de  $Z = 10-15$  [Cho95] pour des systèmes infinis mais sachant que les systèmes finis ont pour particularité d'élargir cette distribution, nos résultats nous semblent cohérents avec l'hypothèse d'une possible transition de phase de type liquide gaz pour les événements monosource du système Ni+Ni à une énergie incidente d'environ 50A MeV.

Analysons maintenant nos événements de source unique en terme de fluctuations en

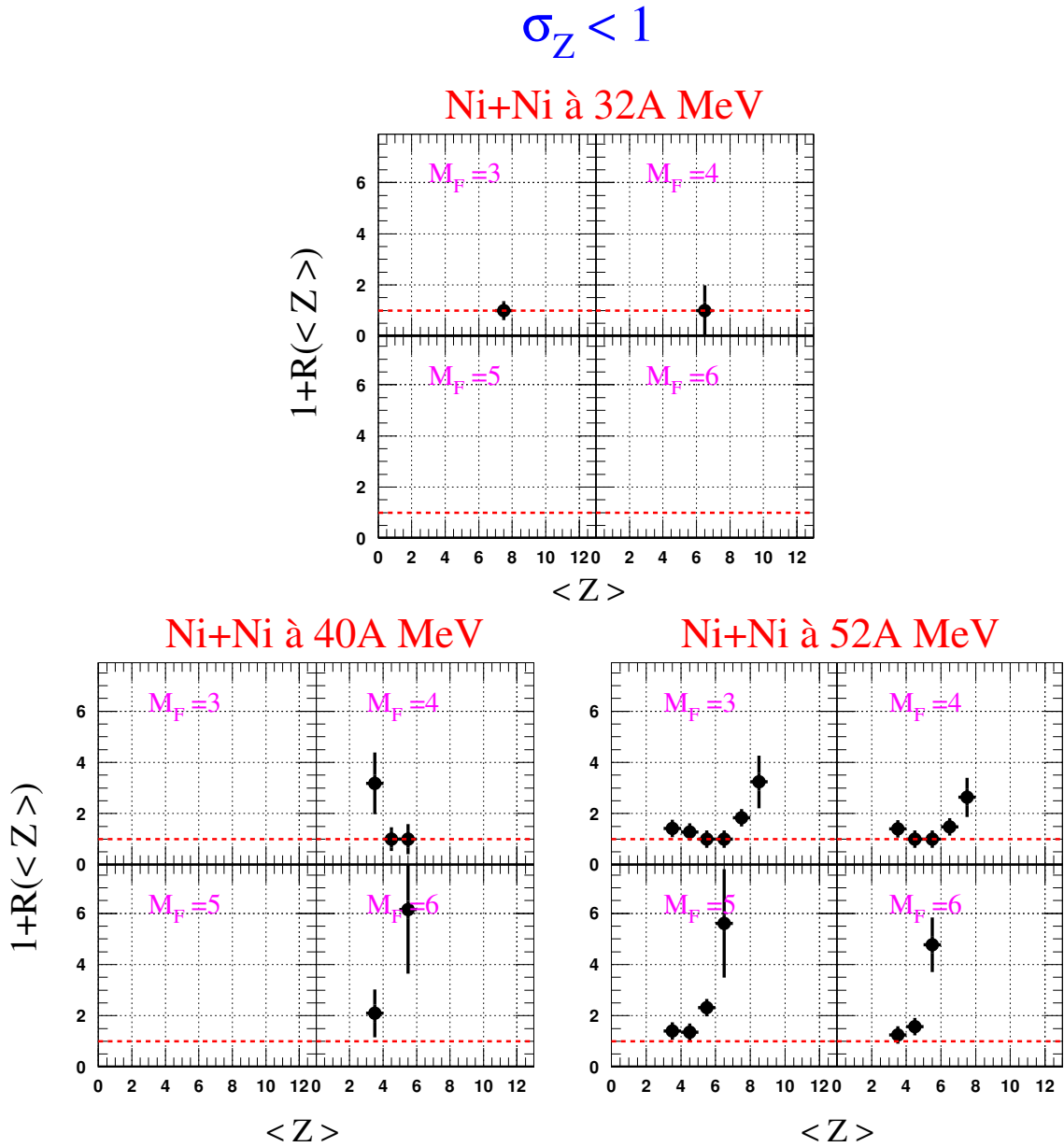


FIG. 4.19 – Évolution des fonctions de corrélation avec  $\langle Z \rangle$  pour  $\sigma_Z < 1$  et pour les quatre intervalles de la multiplicité des fragments considérés.



énergie grâce à la méthode de capacité calorifique négative.

### 4.3.3 Capacité calorifique

Contrairement aux études précédentes basées sur la taille du plus gros fragment ou sur les événements dont les fragments ont une taille semblable, le signal de capacité calorifique est basé sur l'observation des fluctuations de l'énergie cinétique pour un ensemble d'événements triés en énergie totale. Ces fluctuations peuvent être associées à la capacité calorifique microcanonique du système si l'équiprobabilité des états microscopiques est respectée (équilibre statistique). Des fluctuations anormales correspondent alors à une capacité calorifique négative [Cho99] qui est prévue par la théorie pour toute transition de phase du premier ordre dans les systèmes finis. Remarquons, avant de passer dans le vif du sujet, que ce signal a été observé pratiquement simultanément dans les systèmes finis pour la multifragmentation nucléaire [Dag02] et pour la liquéfaction d'agrégats métalliques [Sch97, Sch98, Sch01].

Le calcul, qui traduit la relation entre fluctuations et capacité calorifique dans le cas d'un système isolé et équilibré, a pour hypothèse de départ que l'énergie totale peut être décomposée en deux parties indépendantes, ce qui permet d'écrire la distribution de probabilité de l'énergie d'un des deux sous-systèmes sous la forme :

$$P_1^{E_t}(E_1) = \frac{W_1(E_1).W_2(E_t - E_1)}{W(E_t)} = \exp(S_1(E_1) + S_2(E_t - E_1) - S_t(E_t)),$$

$W_i$  étant la densité d'état du sous-système  $i$ ,  $S_i$  l'entropie et  $W$  le produit de convolution des deux densités d'états individuelles. En approximant cette distribution par une gaussienne, on obtient la variance  $\sigma_1$  suivante :

$$\sigma_1^2 = \langle E_1^2 \rangle - \langle E_1 \rangle^2 \approx T^2 \cdot \frac{C_1.C_2}{C_1 + C_2}.$$

Dans cette équation,  $C_i$  représente la capacité calorifique du sous-système  $i$ . On obtient alors l'expression de la capacité calorifique totale  $C$  suivante :

$$C \approx C_1 + C_2 = \frac{C_1^2}{C_1 - \frac{\sigma_1^2}{T^2}}.$$

Dans la zone de coexistence, le terme  $\frac{\sigma_1^2}{T^2}$  devient supérieur à  $C_1$  à cause de l'importance des fluctuations dans la zone spinodale et une signature de la transition liquide-gaz se traduit donc par un changement de signe de  $C_1 T^2 - \sigma_1^2$ , d'où  $C < 0$ .

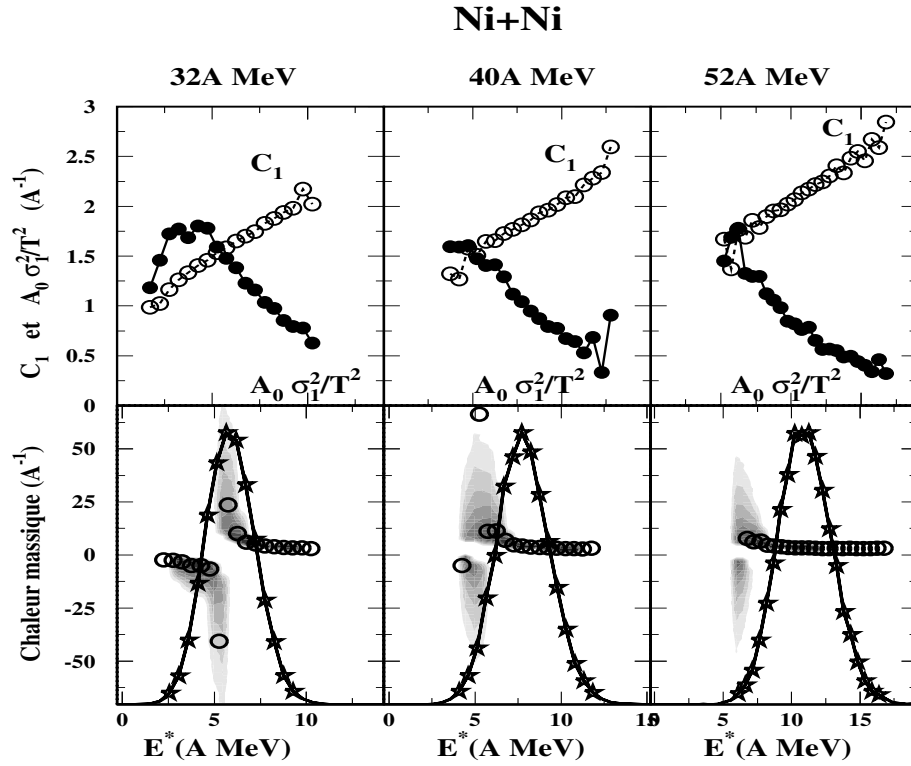


FIG. 4.20 – Ni+Ni à 32, 40 et 52A MeV. En haut : évolution des fluctuations  $A_0 \frac{\sigma_1^2}{T^2}$  et la chaleur massique  $C_1$  en fonction de l'énergie d'excitation par nucléon. En bas : évolution de la chaleur massique totale  $C_T$  en fonction de l'énergie d'excitation par nucléon. La courbe représente la distribution de l'énergie d'excitation. Les contours en gris indiquent les zones de confiance pour  $C_T$ .

Expérimentalement, le calcul de la capacité calorifique ne peut se faire qu'au prix "d'hypothèses raisonnables" dont les effets ont été étudiés en détail par les auteurs de la référence [Dag00]. Le but est de reconstruire les caractéristiques de la source au moment de la fragmentation prompte, au freeze-out. Pour limiter les fluctuations sur la taille de la source, seuls les événements dont la taille de la source reconstruite est comprise dans un intervalle de  $\pm 10\%$  autour de sa valeur moyenne, sont pris en compte. Il reste alors à évaluer la capacité calorifique, ce que nous allons faire à partir des fluctuations de l'énergie cinétique au moment où les préfragments sont formés. Pour estimer cette énergie cinétique au freeze-out, nous allons déduire l'énergie potentielle (que nous pouvons estimer par le bilan de masse ajouté à l'énergie coulombienne) de l'énergie d'excitation préalablement calculée par calorimétrie. Des hypothèses doivent

bien entendu être faites puisque nous ne détectons pas les neutrons et que d'autre part nous n'identifions pas la masse des fragments (autres que  $Z=3$  et  $Z=4$ ). Par ailleurs nous ne savons pas non plus comment se désexcitent les fragments au freeze-out. L'hypothèse prise dans ce travail est de supposer que seuls des neutrons seront émis par les fragments après le freeze-out et donc que la charge des fragments primaires sera celle des fragments froids, leur masse étant dans le rapport  $A_{sys}/Z_{sys}$  du système initial. Beaucoup d'études ont été réalisées en testant diverses hypothèses notamment de "rhabillage" des fragments au freeze-out [Nei99] et ce qu'il est important de constater est que ces diverses incertitudes n'ont pour conséquence que de "brouiller" le signal et donc de diminuer les fluctuations physiques. Une fois le nombre de neutrons présents au freeze-out estimé ( par la différence entre le nombre total de neutrons émis et ceux évaporés par les préfragments chauds [Nei99]), on peut alors calculer  $E_1$ ,  $\langle E_1 \rangle$  et les fluctuations  $\sigma_1^2$ . La température est ensuite calculée en inversant l'équation d'état cinétique moyenne et la capacité calorifique  $C_1$  ( $A_0$  étant la masse de la source) est obtenue par :

$$C_1 = \frac{d\langle \frac{E_1}{A_0} \rangle}{dT},$$

d'où la valeur de  $C$ .

Les résultats expérimentaux sont présentés figure 4.20 pour le système Ni+Ni de 32 à 52A MeV. Le signal de capacité calorifique négative est présent à 32A MeV avec une branche négative pour une transition aux alentours d'une énergie d'excitation de 6A MeV, qui correspondrait au passage coexistence-gaz pour un système infini. En revanche, de même que pour le système Xe+Sn [Nei99], la branche correspondant au passage liquide-coexistence n'est pas observée, l'énergie d'excitation de la source devant être trop importante.

Pour les énergies incidentes de 40 et 52A MeV, la chaleur massique totale reste positive. Ces résultats ont été obtenus sans tenir compte du fait que la source expérimentale présente une énergie d'expansion non négligeable. Nous avons alors vérifié que le modèle SMM ne présente pas de branche négative pour une source ( $Z=50$ ) se désexcitant par évaporation séquentielle alors que l'on observe bien les deux branches négatives dans le cas d'une multifragmentation. Nous avons ensuite utilisé ce modèle en prenant en compte la déformation et l'énergie d'expansion à 32A MeV. Le résultat de la figure 4.21 est surprenant : si l'on observe bien une branche négative quand les événements simulés sont traités de manière identique aux données expérimentales (figure de droite), en revanche quand l'énergie d'excitation correspond à celle fournie au code pour générer les partitions, la branche négative disparaît (figure de gauche, l'échelle en énergie d'excitation étant par ailleurs décalée). La calorimétrie augmente donc artificiellement les fluctuations, comme cela avait déjà été montré pour un système plus lourd [Dag02] tandis que toutes les autres sources d'incertitudes les diminuent. Ce résultat ne signifie pas

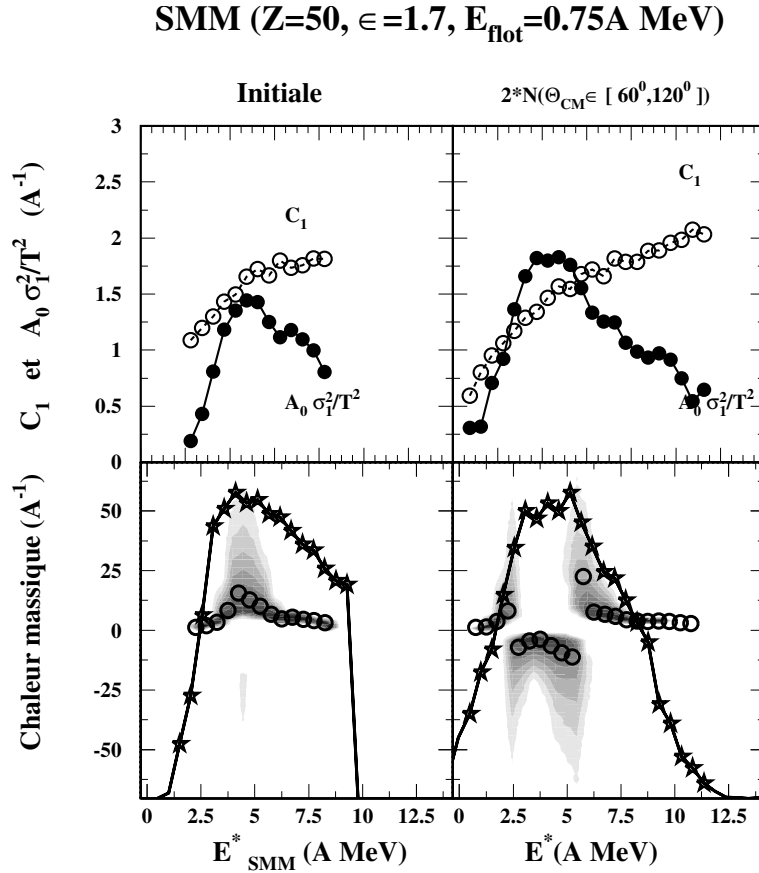


FIG. 4.21 – Résultats des simulations (pour le système Ni+Ni à 32A MeV), par SMM, pour une source, déformée et avec une énergie collective, qui se désexcite par multifragmentation.

que le signal n'est pas lié à une transition de phase mais fragilise une méthode souffrant de toutes les imprécisions expérimentales.

Une solution pour pallier ce défaut serait de calculer  $C_1$  en tenant compte des fluctuations existantes et non plus en moyenne comme c'est le cas actuellement [Cho05]. On éliminerait ainsi la source d'erreur qui peut produire artificiellement une branche négative, mais au prix d'une complexité supplémentaire dans le calcul.

Ainsi, même si l'interprétation du signal en terme de transition de phase du type liquide-gaz ne peut être faite de manière indubitable dans notre étude, il n'en demeure pas moins que ce signal s'ajoute à ceux déjà observés pour Xe+Sn à 32A MeV [Nei99], Ni+Ni à 32A MeV et Au+Ni à 52A MeV [Gui02] en collisions centrales et pour Au+Au à 80A MeV [Pic04] en collisions périphériques. Ces signaux, avec des améliorations méthodologiques possibles, seront à comparer à ceux obtenus par d'autres méthodes pour signer de manière cohérente et fiable une transition du type liquide-gaz dans les

systemes nucléaires.

Avant d'aborder cette synthèse en conclusion, nous allons nous pencher sur un signal permettant *a priori* la mise en évidence de phénomènes critiques, le  $\Delta$ -scaling.

## 4.4 Recherche de phénomènes critiques : $\Delta$ -scaling

L'idée de ce nouveau signal, dérivé de la théorie des fluctuations universelles, est de s'intéresser à la forme des distributions de probabilité d'un paramètre d'ordre [Bot00]. Les lois d'échelle (dites  $\Delta$ -scaling) suivies par ces distributions permettent d'identifier la présence de phase pures "ordonnée" et "désordonnée" et d'éventuels points critiques, dans l'hypothèse d'une transition continue. De même que pour le signal de bimodalité, la condition de l'équilibre thermodynamique du système n'est pas requise dans ce cas de figure. En se basant sur des simulations avec un modèle de gaz sur réseau, il a été montré que la charge du plus gros fragment est un bon candidat pour jouer le rôle de paramètre d'ordre.

En conséquence, si la multifragmentation est interprétable en terme de phénomène critique, la distribution  $P[m]$  du plus gros fragment doit vérifier la loi d'échelle :

$$\langle m \rangle^\Delta P[m] = \Phi(z_\Delta) = \Phi\left(\frac{m - \langle m \rangle}{\langle m \rangle^\Delta}\right),$$

avec  $m = Z_{max}$  et  $\langle m \rangle$  sa valeur moyenne,  $\Delta$  étant un paramètre d'ajustement tel que  $1/2 \leq \Delta \leq 1$ . La valeur de  $\Delta$  peut être déterminée en reliant la variance  $\sigma$  de la distribution  $P[m]$  à la moyenne de  $m$  :

$$\sigma^2 \approx \langle m \rangle^{2\Delta}.$$

Si l'on considère un système fini qui présente une transition de phase à la limite thermodynamique et si  $m$  est un paramètre d'ordre, alors ce système possède deux phases, une phase pure "ordonnée" présentant des distributions identiques  $\Phi$ , de forme gaussienne, ajustées avec la valeur  $\Delta = 1/2$  et une phase pure "désordonnée" dont les distributions asymétriques, de type Gumbel, sont ajustées avec  $\Delta = 1$ . Les fonctions de type Gumbel sont de la forme :

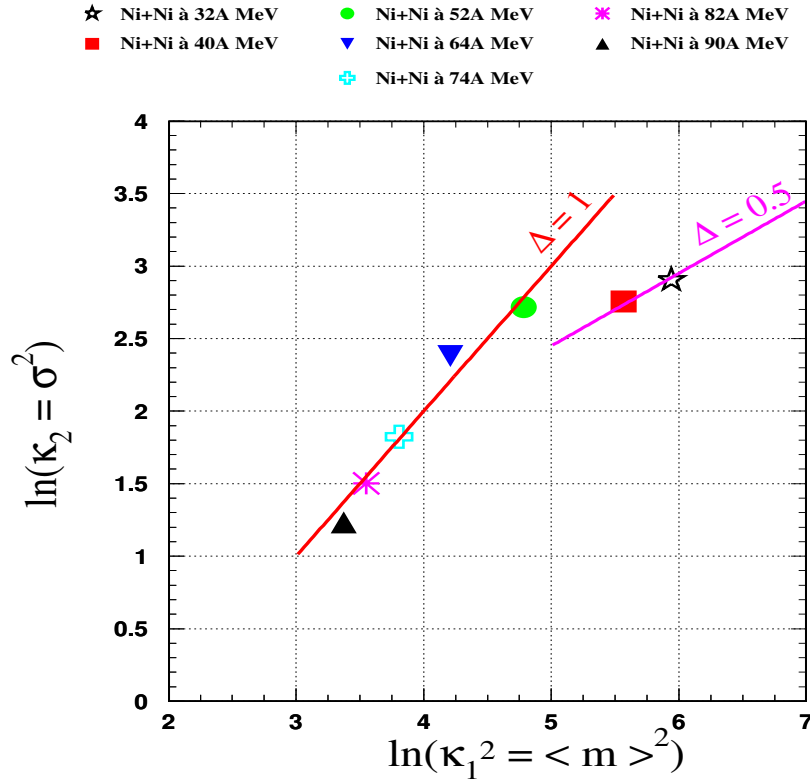


FIG. 4.22 – Logarithme de la variance de la distribution de la taille du  $Z_{max}$  en fonction du logarithme de sa valeur moyenne.

$$\Phi(z) \approx e^{-z+e^{-z}}.$$

Le point de changement de régime est un point critique s'il suit la loi  $\Delta = 1/2$  en présentant une déviation (dans les “queues de distribution”) par rapport à la gaussienne [Bot00].

On applique alors les deux premières équations aux données expérimentales pour toutes les énergies incidentes. Un premier résultat est donné sur la figure 4.22 où est représenté le logarithme de la variance de la distribution de  $Z_{max}$  en fonction du logarithme de sa valeur moyenne. On identifie clairement sur la figure, deux régimes différents avec un changement de pente compatible avec une transition de  $\Delta = 1/2$  à  $\Delta = 1$ .

Par ailleurs les fonctions d'échelle des distributions de  $Z_{max}$  en fonction de l'énergie

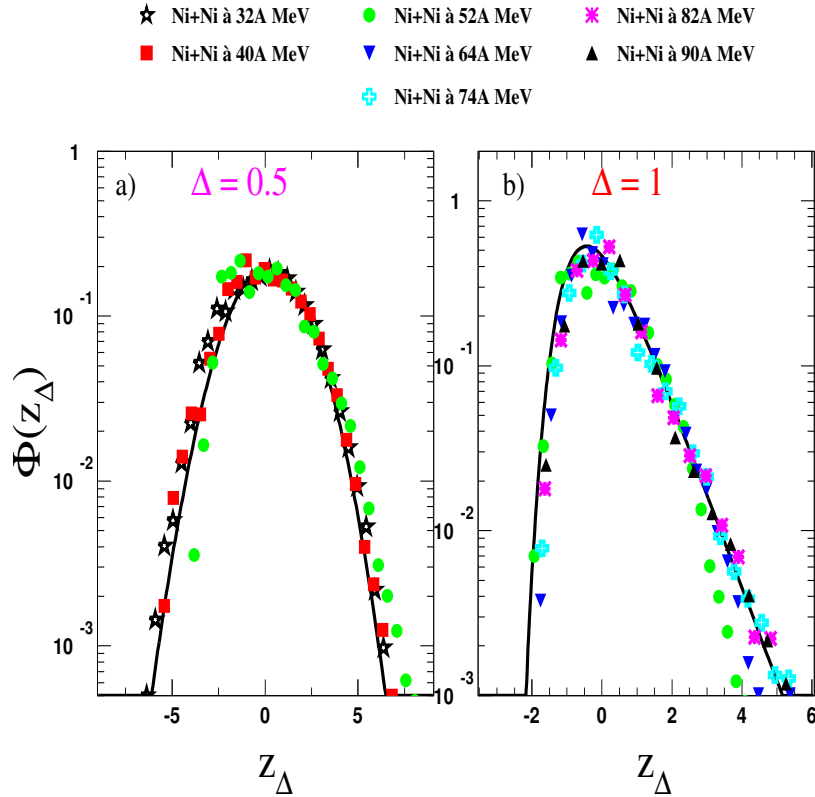


FIG. 4.23 – Fonctions d'échelle des distributions de  $Z_{max}$ , groupées en deux familles. La première (a) correspond aux énergies incidentes de 32 à 52A MeV, la ligne continue représente l'ajustement des données par une gaussienne. La deuxième correspond aux énergies incidentes de 52 à 90A MeV, la ligne continue correspond à l'ajustement des données par une gumbelienne.

incidente sont données figure 4.23. En utilisant les valeurs de  $\Delta$  extraites à partir de la figure 4.22, on obtient une loi d'échelle en utilisant la relation  $\sigma \approx \langle Z_{max} \rangle^{1/2}$  aux plus faibles énergies (figure 4.23 a), alors que pour les énergies plus élevées les fluctuations sur la taille du  $Z_{max}$  varient comme  $\sigma \approx \langle Z_{max} \rangle$  (figure 4.23 b).

Ce travail est en parfait accord avec les résultats obtenus par [Fra04] pour le même système aux mêmes énergies incidentes mais avec une sélection basée sur l'énergie transverse des particules légères pour extraire les collisions centrales. Des analyses avec d'autres systèmes ont également été réalisées et ont permis de montrer que l'énergie de transition est inversement proportionnelle à la masse du système pour les collisions centrales (aux alentours de 52-74A MeV pour Ar+KCl, de 52A MeV pour Ni+Ni, de 39A MeV pour Xe+Sn)[Fra04]. Par ailleurs il n'a été observé aucun  $\Delta$ -scaling en collision plus périphérique donc aucune transition ordre-désordre n'a pu être mise en

évidence dans ces mêmes études. De plus, la multiplicité totale de particules ( $m = M_{tot}$ ), pour ces événements de collisions centrales, n'a permis de mettre en évidence que des courbes  $\Phi(z_{\Delta=1/2})$  identiques quelle que soit l'énergie incidente, ce qui montre que  $M_{tot}$  n'est clairement pas un paramètre d'ordre contrairement au  $Z_{max}$ . D'autres travaux sur la recherche d'un  $\Delta$ -scaling en collisions périphériques ont récemment été réalisés pour deux systèmes de masses différentes (Xe+Sn et Au+Au) à une énergie incidente de 80A MeV [Pic04]. Un signal de  $\Delta$ -scaling a été mis en évidence grâce à un tri en énergie transverse et en utilisant une variable d'asymétrie  $(Z_{max} - Z_{max-1})/(Z_{max} + Z_{max-1})$  au lieu de  $Z_{max}$ .

Les résultats que nous avons obtenus confirment donc ceux de [Fra04] et situent donc la transition ordre-désordre autour de 52A MeV.

Cependant, la théorie des fluctuations universelles est basée sur une variation de la taille de système considéré et non sur l'évolution d'un système de taille relativement constante quand l'énergie incidente varie comme nous l'utilisons dans nos études expérimentales. Dans ce cadre d'étude, si une dualité ordre-désordre est clairement visible dans nos analyses, l'interprétation en revanche en terme de phénomènes se produisant à un point critique ou plus exactement à une ligne critique dans nos systèmes de taille finie devient caduque. L'ordre de la transition que nous observons dans nos événements reste donc un problème ouvert qui n'est pas tranché à ce jour mais qui n'est pas non plus incompatible *a priori* avec une transition de phase du premier ordre.

Par ailleurs, des signaux de transitions du second ordre, en accord avec le modèle de Fischer, ont été annoncés et des exposants critiques ont été extraits [Dag99, Ell02, Kle02]. Cependant, d'autres études ont établi que ce signal révélerait également une transition de phase du premier ordre du fait de la taille finie du système [Gul99, Dag01, Rad02]. Des signaux des premier et second ordres ont en effet été observés pour les mêmes systèmes. Une interprétation de ce "point critique" a alors été faite en terme de point de fluctuations maximales [Nei02]. En conséquence, puisque les signaux étudiés qui permettent *a priori* la mise en évidence de phénomènes critiques ne présentent aucune contradiction avec une transition de phase du premier ordre dans les systèmes nucléaires, les résultats obtenus dans ce paragraphe sont donc tout à fait cohérents avec ceux obtenus préalablement.



## 4.5 Conclusion

Compte tenu de l'efficacité de l'AFD appliquée directement aux événements expérimentaux, nous avons tenté dans cette partie de mettre en évidence des signaux de transitions de phase et/ou de phénomènes critiques pour le système Ni+Ni.

Concernant l'aspect transitions de phase trois analyses ont été effectuées :

- L'étude de la bimodalité ( Dans un cadre canonique, le système présente deux modes distincts correspondant à deux phases, la variable permettant cette séparation jouant le rôle de paramètre d'ordre) a permis de mettre en évidence un signal à 32A MeV avec la variable  $Asym_{123}$  (correspondant aux trois plus gros produits chargés) mais dont l'ordre de la transition reste ambigu d'un point de vue théorique et à 52A MeV avec la variable  $Z_{max}$  qui signe une transition de fragmentation. Le lien reste cependant à établir entre cette transition du premier ordre (dont le paramètre d'ordre est le  $Z_{max}$ ) et une transition du type liquide-gaz (dont le paramètre d'ordre est la densité). Bien que ces deux signaux semblent "fragiles" ne serait-ce que par le caractère peu prononcé de chaque minimum, il n'en demeure pas moins que le  $Z_{max}$  dont le signal est observé pour la première fois dans nos données, est un candidat potentiel pour signer une transition de phase de type liquide-gaz dans les systèmes nucléaires.
- L'étude des corrélations en charge (recherche de signaux fossiles résultant de la fragmentation du système formé, lors de son passage dans la zone spinodale), avec une méthode la plus performante à ce jour basée sur la détermination des probabilités intrinsèques des particules et fragments à la cassure du système, ont permis de mettre en évidence un signal statistiquement significatif autour de 50A MeV d'énergie incidente. La mise en évidence du signal (mais avec d'autres systèmes) devrait être encore plus nette, grâce à l'analyse de la cinquième campagne INDRA ( la statistique étant dix fois plus importante que pour les expériences précédentes) qui devrait débiter prochainement avec la fin des phases d'identification et de calibration. Néanmoins, là encore le signal reste fragile du fait qu'il a été mis en évidence pour des charges autour de  $Z = 6-8$  alors que la théorie prévoit plutôt des cassures produisant des charges de  $Z = 10-15$  et ce pratiquement indépendamment du système. Cette constatation doit cependant être modulée par le fait que la taille finie des systèmes a pour conséquence d'élargir cette distribution. Ces signaux, comme les précédents, restent donc des candidats potentiels à une transition de phase de type liquide-gaz dans les systèmes nucléaires.
- L'étude de la capacité calorifique (dans un cadre microcanonique, le système peut présenter des fluctuations anormales en énergie qui se traduisent par une capa-

citée calorifique négative) a permis la mise en évidence d'un signal, à 32A MeV d'énergie incidente, dont l'interprétation demeure ambiguë. En effet, ce signal, le plus indirect des trois, subit des fluctuations dues aux incertitudes expérimentales (qui en diminuent l'amplitude) et au filtre du détecteur (qui en augmentent l'amplitude) qui rendent son interprétation périlleuse. On peut néanmoins noter que ce signal serait cohérent avec les deux précédents pour signifier une transition de phase de type liquide-gaz dans les systèmes nucléaires.

Concernant les phénomènes critiques, l'étude du  $\Delta$ -scaling (dérivé des fluctuations universelles, ces lois d'échelles représentées par les distributions de probabilité d'un paramètre d'ordre, permettent d'identifier la présence de phases pures "ordonnée" et "désordonnée" et d'éventuels points critiques, dans l'hypothèse d'une transition continue) a permis de mettre en évidence une transition "ordre"- "désordre" autour d'une énergie incidente de 52A MeV, le  $Z_{max}$  jouant le rôle de paramètre d'ordre. Néanmoins l'ordre de la transition demeure ambigu dans nos analyses basées sur l'évolution de l'énergie incidente pour une taille de source relativement constante alors que la théorie reposait sur une variation de la taille du système pour une énergie donnée. Les mêmes conclusions peuvent être tirées concernant les exposants critiques extraits du modèle de Fisher.

En conséquence, une transition de phase du premier ordre du type fragmentation a pu être mise en évidence dans le système Ni+Ni autour d'une énergie incidente de 50A MeV. De plus, les signaux obtenus dans les études de corrélations en charges, pour une énergie incidente de 52A MeV, accréditent l'hypothèse d'une décomposition spinodale du système qui est liée à une transition de type liquide-gaz. Par ailleurs, aucune autre analyse ne contredit l'interprétation des différents signaux observés jusqu'à présent en terme de transition de phase du premier ordre pour les collisions centrales du système Ni+Ni.

Cette conclusion se généralise aux collisions centrales étudiées dans les différents systèmes nucléaires (Xe+Sn...). Ainsi, une transition de phase de type liquide-gaz semble se situer typiquement entre 30 et 50A MeV d'énergie incidente quelle que soit la taille (et/ou l'asymétrie de la voie d'entrée) du système. Cette gamme en énergie incidente n'est pas forcément surprenante. En effet, si la transition de phase liquide-gaz présente une discontinuité brusque pour les systèmes infinis, la largeur de cette discontinuité peut être beaucoup plus importante pour les systèmes de taille finie et s'étendre entre 30 à 50A MeV environ pour les systèmes Ni+Ni et Xe+Sn par exemple (ce qui ne représente qu'une différence expérimentale (resp. théorique) d'environ 4A MeV (resp.

5A MeV) de l'énergie d'excitation). Par ailleurs notons également que le fait que certains signaux soient mis en évidence à telle énergie pour tel système et d'autres à telle autre énergie pour un système différent, n'est pas non plus contradictoire. En effet, la mise en évidence d'un signal est une condition suffisante mais non nécessaire et certaines méthodes permettent la mise en évidence d'un signal donné à une énergie donnée en jouant sur certains paramètres ( charge du plus gros fragment, fluctuations d'énergie...) alors que d'autres méthodes seront plus sensibles à d'autres paramètres pour d'autres énergies.

En définitive, la transition de phase de type liquide-gaz a donc très probablement été observée dans nos données et les résultats obtenus pour différents systèmes à différentes énergies grâce au multidétecteur  $4\pi$  de produits chargés INDRA représentent une étape de première importance dans notre quête de l'équation d'état de la matière nucléaire et au-delà, dans la compréhension du noyau atomique.

Pour tenter d'apporter un éclairage nouveau sur ces études de transition de phase, le futur immédiat est d'étudier les systèmes nucléaires avec un nouveau paramètre : l'isospin. Ces études rendues possibles par les nouveaux faisceaux exotiques "SPIRAL" au GANIL vont nous permettre d'utiliser ce degré de liberté supplémentaire pour approfondir notre connaissance du noyau et tenter de contraindre davantage encore les modèles dynamiques basés sur l'équation de Boltzmann nucléaire.

# Conclusion

Ce mémoire avait un double objectif, d'une part discuter la physique du tri qui s'avère être une étape à la fois extrêmement importante et délicate pour analyser de manière fiable le lot d'événements monosource sélectionnés, et d'autre part tenter de signer une transition de phase de type liquide-gaz dans la matière nucléaire ce qui relève de la gageure compte tenu des effets de taille finie qui rendent difficilement interprétables les signaux obtenus. La conclusion qui découle de ce travail (et de nombreux autres sans lesquels les petites gouttes individuelles de savoir n'avaient strictement aucune chance de se transformer en vapeur de science) est qu'une transition de phase du premier ordre de type liquide-gaz a très probablement été observée dans les systèmes nucléaires dans les collisions centrales des réactions dont les produits chargés ont été détectés par le multidétecteur  $4\pi$  INDRA.

La première partie de ce mémoire a été consacrée au tri des événements. Cette étape est indispensable pour sélectionner un lot d'événements qui ont une "histoire commune", des caractéristiques semblables, tels que ceux dont les produits de désexcitation semblent provenir d'un émetteur unique par rapport à ceux conservant l'histoire de la collision. Le problème est de trouver la variable idoine pour rechercher sinon l'ensemble des partitions du lot désiré du moins une fraction significative et représentative de l'ensemble de ces événements. Nous avons alors tenté d'aller au delà des variables globales traditionnellement utilisées (même si le  $\theta_{flot}$  par exemple a été utilisé avec succès pour sélectionner les collisions centrales) et nous avons proposé d'utiliser une méthode statistique, une Analyse Factorielle Discriminante appliquée aux moments quadri-dimensionnels. L'intérêt de cette méthode réside dans le fait que chaque moment n'est pas forcément discriminant (contrairement aux variables globales usuelles) mais porte une information statistique relativement décorrélée d'un autre moment, les 625 premiers moments constituant la variable  $d_{625}$  dont les coefficients ont été déterminés avec le lot simulé (code Simon) d'événements monosource et bisource du système Ni+Ni à 32A MeV. La discrimination obtenue dans la distribution expérimentale de la variable  $d_{625}$  a permis de séparer extrêmement proprement les événements polysource

et monosource et de calculer la section efficace de “fusion” de ces derniers. Ces sections efficaces calculées aux différentes énergies incidentes disponibles ont été ajoutées à celles obtenues, avec le multidétecteur INDRA, pour les systèmes Ar+Ni et Ar+KCl. Une systématique a alors été réalisée grâce aux autres résultats obtenus par le passé pour des systèmes légers ou de taille moyenne, montrant ainsi la cohérence des diverses analyses et la possibilité, pour les données INDRA, de pouvoir extraire de très faibles valeurs de sections efficaces avec des précisions inégalées. Pour le système Ni+Ni, la section efficace tend vers zéro au-delà 50A MeV alors que pour le système Ar+KCl cette extinction se situe au-delà de 40A MeV. On traduit ainsi la dépendance de la section efficace de fusion avec la masse du système. Les données comparées à deux simulations semi-classiques basées sur l'équation de Boltzmann nucléaire (BNV et Landau-Vlasov), ont permis de montrer la nécessité de traiter conjointement champ moyen et interactions résiduelles et de mettre en lumière une faiblesse caractéristique de ces modèles : un calcul déterministe, ne prenant donc pas en compte les fluctuations autres que statistiques (calcul stochastique). Un premier résultat est donc de pouvoir contraindre davantage les modèles dynamiques et par là-même remonter à la viscosité de la matière nucléaire. Les caractéristiques des événements monosource les plus purs ont été étudiées et nous avons pu établir que pour le système Ni+Ni à 32A MeV, la taille de la source était environ  $Z_{source} = 50$  et son énergie d'excitation  $E^* = 5A$  MeV, le prééquilibre emportant pratiquement la moitié de l'énergie disponible.

Néanmoins l'utilisation de l'AFD avec une simulation dont la voie de sortie est basée sur des désexcitations binaires séquentielles a montré ses limites. En effet, la simulation ne peut reproduire complètement l'ensemble des partitions expérimentales et donc biaise le lot expérimental résultant, ce qui explique le creux observé entre  $Z=10-15$  dans la distribution de charges du lot monosource le plus pur. L'étape suivante a donc été de tenter de réaliser une AFD à partir des événements expérimentaux.

Le problème de cette approche est de devoir sélectionner au préalable un lot le plus pur possible d'événements monosource et polysource avec des variables globales usuelles. Si l'on est susceptible de récupérer des partitions d'événements monosource qui n'étaient pas contenues dans la simulation Simon, on risque également de prendre des partitions correspondant à des événements dissipatifs polysource. La sélection comprend alors une part d'arbitraire qui n'existait pas précédemment, les deux lots simulés étant parfaitement identifiés. Néanmoins le résultat semble plus que positif. Nous avons en effet récupéré des partitions manquantes (celles dont l'absence expliquait le creux dans la distribution de charges des événements monosource les plus purs) sans avoir altéré de façon sensible la qualité de l'échantillon. La  $D_{625}$  obtenue est peu différente de la précédente, bien que les partitions précédentes représentent un sous-ensemble de celles nouvellement sélectionnées. La méthode est donc extrêmement sensible ce qui la

rend à la fois très performante et très délicate à utiliser.

Les caractéristiques des événements monosource les plus purs sont alors un peu différentes des précédentes : la charge de la source reste inchangée pour Ni+Ni à 32A MeV mais son énergie d'excitation passe à  $E^* = 6A$  MeV. Une comparaison avec un modèle de désexcitation simultanée (SMM) permet d'établir l'existence d'une énergie collective  $E_{flot} = 0.75A$  MeV et d'une déformation ellipsoïdale suivant l'axe du faisceau (dans l'espace des positions et/ou des impulsions) de la monosource sélectionnée ( $\epsilon = 1.7$ ). De 40 à 52A MeV d'énergie incidente, la taille de la source diminue faiblement ( $Z=50$  à  $Z = 48$ ) tandis que son énergie d'excitation et son énergie de flot augmentent sensiblement ( $E^* = 8A$  MeV dont  $E_{flot} = 1.7A$  MeV à  $E^* = 11.2A$  MeV dont  $E_{flot} = 2.4A$  MeV), la déformation restant constante. Cette dernière, mise en évidence pour la première fois pour un système de taille moyenne, atteste que le degré de liberté de forme du système n'est pas équilibré, alors que l'équilibre thermique semble atteint (compatibilité des événements monosource expérimentaux avec le modèle de multifragmentation statistique, SMM)

Forts de ces résultats nous avons alors analysé les différents lots d'événements monosource en terme de bimodalité, de corrélations en charges, de capacité calorifique négative et de fluctuations universelles. Il s'avère qu'aucun signal ne permet de contredire l'hypothèse d'une transition de phase de type liquide-gaz. Nous avons pour la première fois réussi à obtenir un signal bimodal dans la distribution du plus gros fragment à 52A MeV (le plus gros fragment jouant le rôle de paramètre d'ordre) donc une transition du premier ordre, de fragmentation (cette transition peut être liée à la transition de phase de type liquide-gaz même si aucun lien théorique n'est établi à ce jour). Nous avons également trouvé une capacité calorifique négative à 32A MeV (même si l'interprétation reste ambiguë, la calorimétrie augmentant les fluctuations du signal alors que toutes les autres sources d'incertitudes les diminuent), des signaux de corrélations de charges autour de 50A MeV statistiquement significatifs pour des  $Z = 6-8$  qui accèdent l'hypothèse d'une décomposition spinodale liée à une transition de phase de type liquide-gaz, et une transition "ordre"- "désordre" pour le  $\Delta$ -scaling autour de 50A MeV, le paramètre d'ordre étant la charge du fragment le plus gros.

Ces résultats comparés à ceux obtenus pour les systèmes Xe+Sn et Ni+Au, permettent d'étayer un large faisceau de présomptions concernant la mise en évidence d'une transition de phase de type liquide-gaz, dans les systèmes nucléaires, s'étalant de 30 à 50A MeV environ d'énergie incidente, pour tous les systèmes considérés. Tous ces signaux sont compatibles entre eux et nous permettent de conclure qu'une transition de phase du premier ordre de type liquide-gaz a très probablement été observée dans les collisions centrales des systèmes nucléaires.



# Bibliographie

- [Aic91] J. Aichelin et al., Phys. Rep.202 (1991)233.
- [Aie95] A. Aiello et al., Nucl. Phys. A583 (1995)461c.
- [Ayi88] S. Ayik and C. Grégoire, Phys. Lett. B212 (1988)269.
- [Ayi90] S. Ayik and C. Grégoire, Nucl. Phys. A513 (1990)187.
- [Bea96] L. Beaulieu et al., Phys. Rev. Lett. 77 (1996)462.
- [Bel00] N. Bellaize, thèse de doctorat, Université de Caen, 2000.
- [Bel02] N. Bellaize et al.,Nucl. Phys. A709 (2002)367.
- [Ber83] G.F. Bertsch et al., Phys. Lett. B126 (1983)9.
- [Ber84] G.F. Bertsch et al., Phys. Rev. C29 (1984)673.
- [Bet30] H.A. Bethe, Ann. Phys. 5 (1930)325.
- [Bis96] E. Bisquer, thèse de doctorat, Université Claude Bernard Lyon-1 , 1996.
- [Biz86] G. Bizard et al., Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res A244 (1986)483.
- [Bla81] M. Blann, Phys. Rev. C31 (1981)205.
- [Boa86] D.H. Boal and J.C. Shillcock, Phys. Rev. C33 (1986)549.
- [Boc00] F. Bocage et al., Nucl. Phys. A676 (2000)391.
- [BoN94] A. Bonasera et al., Phys. Rep.243 (1994)1.
- [Bon85a] P. Bonche, École Joliot-Curie de physique nucléaire, 1985.
- [Bon85b] J. P. Bondorf et al., Nucl. Phys. A443 (1985)321.
- [Bon85c] J. P. Bondorf et al., Nucl. Phys. A444 (1985)460.
- [Bon95] J. P. Bondorf et al., Phys. Rep.257 (1995)133.
- [Bor01] B. Borderie et al., Phys. Rev. Lett.86 (2001)3252.
- [Bor02] B. Borderie, J. Phys. G : Nucl. Part. Phys.28 (2002)217(R).
- [Bot97] R. Botet et al., Phys. Rev. Lett. 78 (1997)4593.
- [Bot99] R. Botet et al., J. of Sol-Gel Science and Technology 15 (1999)167.
- [Bot00] R. Botet et al., Phys. Rev. E62 (2000)1825.



- [Bot01] R. Botet et al., Nucl. Phys. Proc. Suppl. 101 (2001)92.
- [Bou01] B. Bouriquet, thèse de doctorat, Université de Caen, 2001.
- [Bro84] Bromley, Treatise on heavy ion science. Fusion and quasi-fusion phenomena, edited by A. Bromley (Plenum, New York) Vol.2, 1984.
- [Cas93] G. Casini et al., Phys. Rev. Lett.71 (1993)2567.
- [Cav90] C. Cavata et al., Phys. Rev. C42 (1990)1760.
- [Cha88] R. J. Charity et al., Nucl. Phys. A483 (1988)371.
- [Cha90] R. J. Charity et al., Nucl. Phys. A511 (1990)59.
- [ChA04] J. L. Charvet et al., Nucl. Phys. A730 (2004)431.
- [Che02] A. Chernomoretz et al., Phys. Rev. C65 (2002)054613.
- [Cho91] P. Chomaz et al., Phys. Lett. B254 (1991)340.
- [Cho94] P. Chomaz et al., Phys. Rev. Lett73 (1994)3512.
- [Cho95] P. Chomaz et al., Nucl. Phys. A583 (1995)305.
- [Cho99] P. Chomaz et al., Nucl. Phys. A647 (1999)153.
- [Cho00] P. Chomaz et al., Phys. Rev. Lett.85 (2000)3587.
- [Cho01] P. Chomaz et al., Nucl. Phys. E64 (2001)046114.
- [Cho05] P. Chomaz, Communication privée.
- [Col98] E. Colin, thèse de doctorat, Université Claude Bernard Lyon-1 et Université d'état de New-York-Stony Brook, 1998.
- [Col03] J. Colin et al., Phys. Rev. C67 (2003)064603.
- [Cug83] J. Cugnon et D. L'Hote, Nucl. Phys. A397 (1983)519.
- [Cus89] D. Cussol, thèse de doctorat, Université de Caen, 1989.
- [Cus93] D. Cussol et al., Nucl. Phys. A561 (1993)298.
- [Dag99] M. D'Agostino et al., Nucl. Phys. A650 (1999)329.
- [Dag00] M. D'Agostino et al., Phys. Lett. B473 (2000)219.
- [Dag01] M. D'Agostino et al., Proc. of International Workshop on Multifragmentation and Related Topics (2001)112.
- [Dag02] M. D'Agostino et al., Nucl. Phys. A699 (2002)795.
- [Des95] P. Désesquelles, Ann. Phys. Fr.20 (1995)1-45.
- [Des00] P. Désesquelles et al., Phys. Rev. C62 (2000)024614.
- [Des02] P. Désesquelles, Phys. Rev. C65 (2002)034604.
- [DeS90] R. T. De Souza et al., Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res A295 (1990)109.
- [Diu89] B. Diu et al, Éléments de physique statistique, Hermann, Éditeurs des Sciences et des Arts, 1989.

- [Dra89] D. Drain et al., Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res A281 (1989)528.
- [Dur92] D. Durand, Nucl. Phys. A541 (1992)266.
- [Dur95] D. Durand et B. Tamain, École Joliot-Curie de physique nucléaire, 1995.
- [Dur98] D. Durand, Nucl. Phys. A630 (1998)52c.
- [Ell02] J. B. Elliott et al., Phys. Rev. Lett.88 (2002)042701.
- [Elm91] A. Elmaani, thèse de doctorat, Université d'état de New York-Stony Brook, 1991.
- [Era91] B. Erazmus et al., Phys. Rev. C44 (1991)2663.
- [Era94] B. Erazmus et al., Phys. Rev. C49 (1994)349.
- [Era96] B. Erazmus et al., Proceedings of the XXXIV international winter meeting on nuclear physics, Bormio, Italy, page 293, 1996.
- [Eth92] T. Ethvignot, thèse de doctorat, Université Joseph Fourier-Grenoble 1, 1992.
- [Eth93] T. Ethvignot et al., Phys. Rev. C48 (1993)618.
- [Fel90] H. Feldmeier et al., Nucl. Phys. A428 (1990)147.
- [Fin82] J. E. Finn et al., Phys. Rev. Lett. 49 (1982)1321.
- [Fou67] C. Fourgeaud et A. Fuchs, Statistique, Dunod, 1967.
- [Fox78] G. C. Fox et S. Wolfram, Phys. Rev Lett. 41 (1978)1581.
- [Fra98] J. Frankland, thèse de doctorat, Université Paris XI-Orsay , 1998.
- [Fra01] J. Frankland et al., Nucl. Phys. A689 (2001)905 ; 689(2001)940.
- [Fra04] J. Frankland et al., Phys. Rev. C71 (2005)034607.
- [Fri90] W. A. Friedman et al., Phys. Rev. C42 (1990)667.
- [Gel94] C. Gelderloos, thèse de doctorat, Université d'état de New York-Stony Brook, 1994.
- [Gin98] L. Gingras, mémoire de Maîtrise, Université Laval, 1998.
- [Gin02a] L. Gingras, thèse de doctorat, Université Laval, 2002.
- [Gin02b] L. Gingras et al., Phys. Rev. C65 (2002)R061604.
- [Gla63a] R.J. Glauber, Phys. Rev. 130 (1963)2529.
- [Gla63b] R.J. Glauber, Phys. Rev. 131 (1963)2766.
- [Gla94] T. Glasmacher et al., Phys. Rev. C50 (1994)952.
- [Gol59] M. Goldhaber et al., Phys. Rev. Lett. 3 (1959)181.
- [Gol60] M. Goldhaber et al., Phys. Rev. C20 (1960)300.
- [Gre87] C. Grégoire et al., Nucl. Phys. A465 (1987)317.
- [Gro90] D.H.E. Gross et al., Rep. Prog. Phys 53 (1990)605.

- [Gua96] A. Guarnera, thèse de doctorat, Université de Caen, 1996.
- [Gua97] A. Guarnera et al., Phys. Lett. B403 (1997)191.
- [Gui02] B. Guiot, thèse de doctorat, Université de Caen, 2002.
- [Gul99] F. Gulminelli et al., Phys. Rev. Lett.82 (1999)1402.
- [Gul03] F. Gulminelli, habilitation à diriger les recherches, Université de Caen, 2003.
- [Gul05] F. Gulminelli et al., Phys. Rev. C71 (2005)054607.
- [Han54] R. Hanbury Brown and R.Q. Twiss, Phil. Mag. 45 (1954)663.
- [Han56] R. Hanbury Brown and R.Q. Twiss, Nature 178 (1956)1046.
- [Hub91] J. Hubele et al., Z. Phys. A340 (1991)340.
- [Ior93] I. Iori, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res A325 (1993)458.
- [Jac96] B. Jacquot, thèse de doctorat, Université de Caen, 1996.
- [Jen86] B.K. Jennings et al., Phys. Rev. C33 (1986)1303.
- [Kle02] M. Kleine et al., Phys. Rev. Lett.88 (2002)022701.
- [Kon94] Y.D. Kim et al., Phys. Rev. C45 (1992)387.
- [Kim92] J.. Konopka et al., Phys. Rev. C50 (1994)2085.
- [Koo77] S.E. Koonin, Phys. Lett. B70 (1977)143.
- [Kop73] G.I. Kopylov and M.I. Podgoretsky, Yad. Fiz. 18 (1973)656.
- [Kop74] G.I. Kopylov, Phys. Lett. B50 (1974)572.
- [Kot95] R. Kott et al., Phys. Rev. C51 (1995)2686.
- [Kox84] S. Kox et al., Nucl. Phys. A420 (1984)162.
- [Kre93] P. Kreutz et al., Nucl. Phys. A556 (1993)672.
- [Kwi94] K. Kwiatowski et al., Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res A353 (1994)212.
- [Lar94] Y. Laroche et al., Nucl. Instr. and Meth. A348 (1994)167.
- [Lar95] Y. Laroche et al., Phys. Lett. B352 (1995)8.
- [Lar97] Y. Laroche et al., Phys. Rev. C55 (1997)1869.
- [Lau03] P. Lautesse et al., Proceeding of the International Workshop On Multifragmentation And related Topics, GANIL (Caen), France, 5-7 novembre 2003.
- [Lau05] P. Lautesse et al., Phys. Rev C71 (2005)034602.
- [Lau05b] P. Lautesse et al., Eur. Phys. J. A en préparation.
- [Lav01] F. Lavaud, thèse de doctorat, Université Louis Pasteur Strasbourg I, 2001.
- [Leb82] L. Lebart et al., Traitement des données statistiques. Méthodes et programmes. Dunod, 1982.
- [Lec94] J. F. Lecolley et al., Phys. Lett. B325 (1994)317.

- [Lle95] A. Lleres et al., Communication privée, ISN Grenoble
- [Lop89] J. A. Lopez et al., Nucl. Phys. A503 (1989).
- [Lot92] B. Lott et al., Phys. Rev. Lett. 68 (1992)3141.
- [Luk97] J. Lukasik et al., Phys. Rev. C55 (1997)1906.
- [Lyn94] U. Lynen et al., GSI Report, 1994.
- [mag96] M. T. Magda et al., Phys. Rev. C53 (1996)R1473.
- [Mar95] N. Marie, thèse de doctorat, Université de Caen, 1995.
- [Mar97] N. Marie et al., Phys. Lett. B391 (1997)15.
- [Mas99] A.-M. Maskay-Wallez, thèse de doctorat, Université de Claude Bernard Lyon-1, 1999.
- [Mde97] N. Mdeiwayeh et al., Nucl. Phys. A627 (1997)137.
- [Met95] V. Métivier, thèse de doctorat, Université de Caen, 1995.
- [Mja87] M. Mjahed, thèse de doctorat, Université de Clermond-Ferrand, 1987.
- [Mor96] L.G. Moretto et al., Phys. Rev. Lett. 77 (1996)2634.
- [Mou04] R. Moustabchir, thèse de doctorat, Université Université Claude Bernard Lyon-1, 2004.
- [Nal97] L. Nalpas, thèse de doctorat, Université Paris XI-Orsay, 1997.
- [Nei99] N. Le Neindre, thèse de doctorat, Université de Caen, 1999.
- [Nei02] N. Le Neindre et al., Proc. of the XL Int. Meeting on Nuclear Physics, Bormio (2000).
- [Ngu98] A. D. Nguyen, thèse de doctorat, Université de Caen, 1998.
- [Nor01] J. Normand, thèse de doctorat, Université de Caen, 2001.
- [Ono93] A. Ono et al., Phys. Rev. C48 (1993)2946.
- [Pal95] S. Pal. Nucl. Phys. A594 (1995)156.
- [Peg90] A. Peghaire et al., Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res A295 (1990)365.
- [Pei95] G. Peilert et al., J. Phys. G20 (1995)L105.
- [Per98] Y. Périer et al., Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res A413 (1998)312.
- [Pet95] J. Péter et al., Nucl. Phys. A95 (1995)593.
- [Pic04] M. Pichon, thèse de doctorat, Université de Caen, 2004.
- [Pla99] E. Plagnol et al., Nucl. Phys. A654 (1999)815c.
- [Poc95] J. Pochodzalla et al., Phys. Rev. Lett. 73 (1995)1040.
- [Pou95] J. Pouthas et al., Nucl. Instr. and Meth. A357 (1995)418.
- [Pou96] J. Pouthas et al., Nucl. Instr. and Meth. A369 (1996)222.

- [Pre89] W. H. Press et al., Numerical recipes - the art of scientific computing - fortran version, Cambridge University Press, 1989.
- [Que93] B. M. Quednau et al., Phys. Lett. B309 (1993)10.
- [Rad02] Al. H. Raduta et S. E. Koonin. Phys. Rev. C65 (2002)034606.
- [Ran81] J. Randrup et S. E. Koonin. Nucl. Phys. A356 (1981)223.
- [Ran90] J. Randrup and B. Remaud. Nucl. Phys. A514 (1990)339.
- [Riv96] M. F. Rivet et al., Phys. Lett. B388 (1996)219.
- [Riv98] M. F. Rivet et al.,(Collaboration INDRA), Phys. Lett. B430 (1998)217.
- [Sal97] S. Salou, thèse de doctorat, Université de Caen, 1997.
- [Sam02] M. Samri et al., Nucl. Phys. A700 (2002)42.
- [San95] T.C. Sangster et al., Phys. Rev. C51 (1995)1280.
- [Sap90] G. Saporta, Probabilité, analyse de données et statistique, Technip 1990.
- [Sch94a] O. Schapiro et al., Nucl. Phys. A568 (1994)333.
- [Sch97] M. Schmidt et al., Phys. Rev. Lett.79 (1997)99.
- [Sch98] M. Schmidt et al., Nature393 (1998)238.
- [Sch01] M. Schmidt et al., Phys. Rev. Lett.86 (2001)1191.
- [Sch94b] O. Schapiro et al., Nucl. Phys. A576 (1994)428.
- [Sky56] T. H. R. Skyrme,Phil. Mag.1 (1956)1043.
- [Sne88] K. Sneppen and L. Vinet, Nucl. Phys. A480 (1988)342.
- [Sta96] P. Staszal et al., Phys. Lett. B368 (1996)26.
- [Ste95] A.A. Stefanini et al., Z. Phys. A351 (1995)167.
- [Sur89] E. Suraud et al., Prog. Nucl. Part. Sc. 23 (1989)357.
- [Sur91] E. Suraud et al., Ann. Phys. Fr. 16 (1991)193.
- [Sur98] E. Suraud, Physique des collisions nucléaires, HERMANN, 1998.
- [Tab00] G. Tabacaru, thèse de doctorat, Université d'Orsay, 2000.
- [Tab03] G. Tabacaru et al., Eur. Phys. J. A18 (2003)103.
- [Tro87] R. Trockel et al., Phys. Rev. Lett. 59 (1987)2844.
- [Tur01] S. Turbide, mémoire de Maîtrise, Université Laval, 2001.
- [Waa73] J .D. Van Der Waals : Over de Continuïteit van den Gan en Vloeïstoftoestand (Thèse, Leiden, 1873)
- [Vau72] D. Vautherin and D. Brink, Phys. Rev. C4 (1972)626.
- [Wad92] R. Wada et al., Nucl. Phys. A548 (1992)471.
- [Wes85] G.D. Westfallet al., Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res A238 (1985)347.
- [Zab95] E.E. Zabrodin. Phys. Rev. C52 (1995)2608.