GANIL T 02 04

UNIVERSITÉ DE CAEN/BASSE-NORMANDIE

U.F.R. DE SCIENCES
ÉCOLE DOCTORALE S.I.M.E.M.

THÈSE

présentée par

Benoît GUIOT

et soutenue

le 13 Décembre 2002

en vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE CAEN
Spécialité : constituants élémentaires
(Arrêté du 30 mars 1992)

Titre:

Étude exclusive des collisions centrales Ni+Ni et Ni+Au: coexistence de phase et décomposition spinodale

MEMBRES DU JURY:

M. Rémi BOUGAULT, Directeur de recherches CNRS, LPC-Caen **(Directeur de thèse)**
M. Bernard BORDERIE, Directeur de recherches CNRS, IPN-Orsay **(Rapporteur)**
M. Mauro BRUNO, Professeur, INFN et Université-Bologna **(Rapporteur)**
M. Bernard TAMAIN, Professeur, LPC-Caen
M. Christian LE BRUN, Directeur de recherches CNRS, ISN-Grenoble
M. Pierre DÉSESQUELLES, Maître de conférences, IPN-Orsay

Remerciements

En ce matin de janvier 2003 le soleil inonde déjà la plage d'une lumière chaude et éclatante. Bientôt la température atteindra son paroxysme. Profitant de ce répit quelques oiseaux de mer, portés par une brise légère, planent paresseusement au-dessus de l'océan miroitant d'éclats blancs et émeraude. Le vent ne parvient pas à réveiller cette masse d'eau assoupie par la chaleur. Seules quelques petites vagues se forment sur le rivage comme autant de sursauts de vie. Allongé sous un parasol devant la terrasse d'un bar, je savoure paisiblement un cocktail des îles, en songeant que oui, le doctorat change vraiment la vie. Quelques jeunes naïades s'opposent jovialement en une partie de volley-ball que j'observe régulièrement sous mes lunettes de soleil...

Bon, fini de rêver. Je n'ai pas réussi à ouvrir un bar sous les tropiques comme certains d'entre nous en avaient émis l'idée. Hélas, le titre de docteur n'est même pas fourni avec un séjour aux Antilles (scandale!) et je devrai y aller moi-même. Mais c'est un détail au regard des trois belles années vécues en tant que thésard "mixte" GANIL/LPC (à moins que ce ne soit l'inverse), et les remerciements ne manquent pas.

Tout d'abord je remercie les directions des laboratoires d'accueil, Messieurs D. Guerreau et J.P. Fouan puis D. Goutte et M. Lewitowicz pour le GANIL, et B. Tamain puis J.F. Lecolley pour le LPC.

Mes remerciements s'adressent aussi aux membres de mon jury. B. Borderie et M. Bruno ont accepté d'être les rapporteurs, avec mention spéciale pour Mauro qui a dû la lire en français. B. Tamain a assuré la présidence du jury, C. Le Brun a tout de suite donné son accord pour examiner une thèse hors de son domaine; quant à P. Désesquelles, il a droit à des remerciements à part! Je les remercie tous d'avoir lu ma thèse avec attention et leurs questions et remarques ont montré l'intérêt qu'ils y ont porté.

J'ai eu l'avantage d'avoir deux "chefs" pendant ces trois ans. D'abord Jean-Louis Laville, qui a l'énervante mais salutaire habitude de poser les bonnes questions. C'est d'ailleurs cet esprit critique qui était à l'origine du sujet de thèse originel (le pré-équilibre et les sélections monosources), devenu ensuite l'étude des corrélations en charge après le passage à la trappe du pré-équilibre. Le changement de pilote s'est effectué progressivement jusqu'à ce que Rémi Bougault, qui a l'énervante mais salutaire habitude de poser les bonnes questions, tienne le rôle de chef la dernière année. Je me rends compte que j'ai bénéficié de leurs qualités de chercheurs et de formateurs. Je n'oublie pas P. Désesquelles, qui a encadré mon stage DEA avec Jean-Louis, et avec qui j'ai continué de collaborer après son départ pour Orsay (enfin, Orsay-sur-Isère puis Orsay). Une bonne partie de cette thèse a été réalisée grâce à lui, que ce soit pour les idées, les mini-cours de math ou de physique. Merci à tous les trois. Et bonne retraite à Jean-Louis!

Mes remerciements s'adressent aussi à tous les membres de la collaboration INDRA, ainsi qu'à Armelle, qui ne se sépare jamais de sa gentillesse et trouve toujours solution à tout.

En venant en Normandie je savais que j'allais affronter un environnement caractérisé par un micro-climat humide légendaire qui règne sur une région où les autochtones mangent des tripes et s'abreuvent d'une eau-de-vie redoutable. La pluviométrie n'ayant dans l'ensemble pas failli à sa réputation, ma survie au travail et en dehors n'a tenu qu'à la présence d'un nombre de personnes généralement plus promptes à trouver une occupation vespérale qu'à résoudre une équation: Yann (sorte d'aventurier du monde moderne, puisqu'il aura testé à peu près tous les défauts possibles pour une voiture neuve, et inauguré le concept révolutionnaire mais exigeant de selle verticale pour VTT), Stéphane G. (néo-bordelais, veinard!, grand collectionneur de haricots verts et autre compagnon de VTT qui descend à fond ce que Pantani n'oserait pas monter), Stéphane B. (magique “Babas”, indétrônable Anquetil du mini-golf), Jean-Luc (spécialiste du tout et du rien, commandant Cousteau des profondeurs abyssales de la rhétorique, grand prêtre de la barre bretonne), Jacques (et son époustouflant mais secret numéro de ventriloquie, mais c'est évidemment son sens de l'orientation qui restera légendaire), Sylvie et Olivier (le noyau dur pour ne pas s'ennuyer, ahhhh la rue des Tulipes, les cerises, et puis Sylvie a été - reste - ma formatrice en informatique et Olivier fut collègue de vacations), Jos (je t'ai rendu Rémi!), Nicolas L.N. (grand maître de la capacité calorifique et amateur de la nage avec les huîtres (?)), Pierre C. (sois gentil avec tes étudiants). Et un merci spécial pour Carmen (pour la somme incroyable d'anecdotes, péripéties ou pérégrinations communes, pour le nombre incalculable de nos discussions,... en résumé pour ton amitié indéfectible).

Merci aux autres thésards ou post-doc plus ou moins anciens, Jean-Michel, Alain, Bertrand, Ettore, Frank..., et bonne chance à ceux qui vont soutenir, Adina, Aymeric, Lydie, Cédric, Jimmy, Abdendi, Charles-Édouard (prend soin du bureau), Vincent, Alexis, Carmen, Jos, Matthieu...

À tout le monde, merci, à bientôt, ciao.

Benoît, alias Ben', alias Baignoire.

Table des matières

Chapitre 1

Introduction

Plusieurs approches sont explorées aujourd'hui pour tenter d'améliorer notre compréhension du noyau atomique. Parmi elles, la vision thermodynamique du noyau le considère en tant que goutte d'un fluide appelé matière nucléaire. Ce terme désigne en réalité le fluide idéal, infini, constitué de neutrons en interaction à la densité uniforme $\rho_0 = 0.17$ fm^{-3}. Cette valeur correspond à la densité, dite densité de saturation, mesurée au coeur des noyaux lourds. L'étude de la matière nucléaire a pour objectif de décrire son comportement, en ayant accès à ses propriétés statiques et dynamiques.

Ce travail commence par l'état fondamental des noyaux. Le modèle de la goutte liquide [Gre53] rend compte avec succès de l'énergie de liaison des noyaux stables. Mais plus généralement, décrire le comportement d'un fluide passe nécessairement par l'établissement de son équation d'état. Les propriétés thermodynamiques du système sont ainsi condensées dans une équation reliant différentes grandeurs macroscopiques, et traduisant un comportement collectif de ses constituants élémentaires.

Bien entendu, sur Terre nous n'avons accès à la matière nucléaire que sous forme finie, et son équation d'état ne sera atteinte que par le biais des noyaux atomiques. Les collisions d'ions lourds sont alors un outil exceptionnel, car ils permettent de porter les noyaux dans des états loin de la stabilité, et d'étudier comment ceux-ci vont réagir pour faire le lien avec la matière nucléaire [Dur99]. Cependant, une contradiction apparaît, puisque nous voulons déduire des propriétés thermodynamiques à l'équilibre (hypothèse fondamentale pour construire une équation d'état) à partir d'un phénomène purement dynamique. Il est donc d'abord nécessaire de comprendre comment se déroule une collision, avant de chercher si elle a donné naissance à un système équilibré.

Les mécanismes de réaction dépendent principalement du paramètre d'impact, c'est-à-dire de la violence de la collision, et de l'énergie de bombardement. La référence [Dur01] donne une revue détaillée des phénomènes qui ont lieu lors des collisions nucléaires. Aux énergies faisceau qui nous concernent, appelées énergies intermédiaires (30A MeV$<$ $E_{faisceau}$ $<$100A MeV), les processus binaires sont dominants. Le projectile et la cible se séparent en un quasi-projectile et une quasi-cible, après une phase de recouvrement plus ou moins large selon le paramètre d'impact. Cette zone de contact entre les deux partenaires peut être à l'origine de la production de fragments mise en évidence dans la zone de vitesse entre le projectile et la cible.

Pour les paramètres d'impact les plus faibles, la collision peut mener le projectile et la cible à la formation d'un seul système, appelé indifféremment monosource ou source unique. Nous parlerons de phénomène de “quasi-fusion”. À la différence de la fusion à basse énergie faisceau, des particules peuvent être émises aux premiers instants de la collision, et le noyau composite ne contient pas toute la masse disponible. Une autre différence avec la fusion est la densité du système qui se désexcite: densité normale pour le noyau de fusion, plus faible pour celui de "quasi-fusion". Cette densité, qui pourrait atteindre des valeurs de l'ordre de $\rho_o/3$ à $\rho_o/6$, résulte de la phase d'expansion du noyau en réponse à la compression subie en début de réaction [Mar97].

Quel que soit le mécanisme, les collisions d'ions lourds nous servent à chauffer les noyaux, car l'énergie cinétique du projectile leur est transmise en partie sous forme d'énergie d'excitation. Sa valeur dépend elle aussi du paramètre d'impact de la collision et de l'énergie de bombardement. Ce noyau[1] excité se situe dans un état métastable provisoire [Sur98] qu'il va quitter en se désexcitant. Les voies empruntées pour rejoindre l'état fondamental dépendent directement de paramètres comme l'énergie d'excitation, la température, la densité ou le moment angulaire. Cependant une échelle en énergie d'excitation suffit pour classer les principaux modes de désexcitation observés.

Pour les faibles énergies d'excitation ($E^* < 3A$ MeV) le noyau va se refroidir en émettant des particules voire des fragments, ou en fissionnant. Ce processus appelé évaporation est bien décrit par les modèles de désexcitation statistique [Wei37] où l'émission est séquentielle: le système a le temps de se thermaliser avant chaque nouvelle émission. L'évaporation est typique des noyaux de fusion formés pour les faibles énergies de bombardement.

L'augmentation de l'énergie d'excitation ouvre la voie au processus de multifragmentation [Biz93]: le noyau se désintègre en de nombreux fragments et particules de masses variées. Ce phénomène est caractérisé par un temps de désintégration très court [Bea00]. Les énergies intermédiaires sont le domaine privilégié pour l'étudier car les collisions sont suffisamment violentes pour atteindre les énergies d'excitation nécessaires, pour une collision centrale (étude du noyau de "quasi-fusion") ou binaire (étude du quasi-projectile par exemple). La multifragmentation a toutefois été mise en évidence à basse énergie de bombardement [Lan01].

À plus haute énergie d'excitation, typiquement $E^* > 10A$ MeV, l'énergie disponible dépasse l'énergie de liaison du système et celui-ci se brise en particules légères et fragments légers. Ce phénomène de vaporisation a par exemple été observé pour le quasi-projectile formé lors les collisions binaires dissipatives [Bac95, Bor96, Riv96].

Comment interpréter cette évolution? L'emprunt de certains termes à la thermodynamique (évaporation, vaporisation) illustre l'hypothèse que la matière nucléaire puisse réagir comme un fluide de Van der Waals, et subir une transition de phase liquide/gaz avec l'augmentation de l'énergie. Un noyau à l'état fondamental peut être considéré comme une phase liquide: c'est le cas des résidus des noyaux après leur désexcitation.

Outre ce parallèle, d'autres indices viennent étayer l'hypothèse que la matière nucléaire puisse subir une transition de phase. Ainsi l'interaction nucléon-nucléon est analogue à un potentiel intermoléculaire: elle possède un terme répulsif à courte portée ($\leq 0.5\ fm$) et attractif à plus grande distance ($\geq 0.8\ fm$). Cela suggère que l'équation d'état de la matière nucléaire se rapproche d'une équation de type Van der Waals, dont découlent les transitions de phase. Un équation d'état de la matière nucléaire, fondée sur une interaction nucléaire de type Skyrme, montre effectivement des caractéristiques analogues aux fluides classiques [Sau76]. Le diagramme d'état associé comporte une région de coexistence, dans

1. Nous parlerons de noyau excité par abus de langage, le terme de noyau désignant les entités stables.

laquelle le système existe sous deux phases; à l'intérieur de cette zone se trouve la région spinodale. Dans cette zone le système est mécaniquement instable et des fluctuations de densité peuvent être responsables de la formation des fragments. Il a été proposé que la multifragmentation soit due à l'entrée du système dans cette zone spinodale [Ber83, Lop84, Pet87, Hei88, Lop89].

Expérimentalement, des sources de quasi-fusion ont déjà été isolées [Mar97, Fra01a, Des00], et les événements concernés étaient compatibles avec l'équilibre thermodynamique. De grands efforts théoriques on alors été engagés pour relier la multifragmentation et les phénomènes de transition de phase [Mor93, Zab95, Bor00, Bug00, Mul01, Ric02], et bâtir un formalisme adapté aux systèmes finis rencontrés en physique nucléaire. L'énergie de surface n'est plus négligeable comme en thermodynamique des grands volumes; l'interaction coulombienne doit être introduite; l'isospin voire les effets quantiques doivent être pris en compte. Des signatures de transition de phase ont été proposées.

Parmi les méthodes suggérées récemment pour mettre en évidence une transition de phase, deux nous intéressent particulièrement. Il a ainsi été montré par des calculs de capacités calorifiques [Cho99] que le quasi-projectile d'or de la réaction Au+Au à 35A MeV subissait une transition de phase liquide/gaz [Dag00]; de même pour les sources de quasi-fusion du système Xe+Sn à 32A et 39A MeV [LeN00]. L'entrée de ces systèmes dans la zone de coexistence a donc été mise en évidence. Pour les sources uniques de Xe+Sn les instabilités spinodales ont même pu être désignées comme responsables de cette transition de phase [Tab00, Bor01, Bor01b] grâce à une autre méthode (corrélations en charge [Mor96]).

Ce mémoire va adopter la vision thermodynamique dont nous venons de tracer les grandes lignes, afin de rechercher les signaux de transition de phase pour les sources de quasi-fusion des collisions Ni+Ni à 32A MeV et Ni+Au à 32A et 52A MeV. Ces systèmes ont des masses totales différentes (respectivement 116 et 255), et des asymétries de voie d'entrée différentes. Les résultats pourront être comparés avec ceux obtenus sur les sources uniques de Xe+Sn, système lourd et symétrique.

Les deux techniques évoquées précédemment, calculs de capacités calorifiques et corrélations en charge, seront mises en oeuvre dans les chapitres 5 et 6 respectivement.

Il nous faudra d'abord opérer un tri des collisions, afin de n'en retenir que celles ayant abouti à la quasi-fusion des deux partenaires. Nous retiendrons donc les événements pour lesquels le dépôt d'énergie dans une seule entité est maximal. Le chapitre 3 expose les méthodes employées.

L'étape suivante consiste à caractériser les événements retenus, et en particulier à déterminer leur degré d'équilibration et l'énergie d'excitation des sources uniques (chapitre 4). Nous devrons en particulier identifier les effets dus à la dynamique de la collision.

Mais un tel travail ne peut être pertinent qu'en disposant d'un maximum d'informations sur les produits de réaction. Le détecteur INDRA, dont nous allons utiliser les mesures, remplit cette condition. Nous allons commencer par le présenter et détailler la qualité de nos données.

Chapitre 2

Aspects expérimentaux

Les travaux présentés dans ce mémoire tirent profit de la qualité des informations recueillies par le multidétecteur INDRA. Les deux étapes majeures, sélection des événements et étude des transitions de phase, nécessitent une connaissance optimale des produits de réaction. Si ce chapitre exposera bien sûr toutes les informations offertes par INDRA pour chaque collision, nous accorderons une place particulière à l'identification en charge. Les corrélations en charge, méthode exploitée au chapitre 6, isolent en effet une fraction très faible de nos événements, uniquement à partir des charges des fragments détectés. On comprend ainsi qu'une confiance dans la qualité de détection et d'identification est indispensable - au même titre qu'une estimation réaliste de la résolution de notre détecteur.

Ce chapitre expose donc brièvement le dispositif expérimental. De nombreuses références peuvent être consultées pour plus de détails, voir par exemple [Cop90, Pou95, Pou96]. Nous présenterons ensuite les systèmes mis à contribution avec une attention particulière sur la qualité de l'identification en charge et de la détection.

2.1 Le multidétecteur INDRA

La vocation d'INDRA est l'étude des noyaux chauds formés dans les collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires (entre $30A$ et $100A$ MeV environ). La multifragmentation en particulier est une voie de désexcitation d'intérêt, en raison de son lien possible avec une éventuelle transition de phase de la matière nucléaire. Une mesure correcte de ce type de phénomène impose de recueillir le plus d'informations possible sur les particules produites lors des collisions: nature, énergie et direction d'émission des particules événement par événement. INDRA a donc été construit dans cette optique:

- grande couverture spatiale (90% de 4π);
- seuils de détection faibles grâce à l'emploi de chambres d'ionisation;
- identification des particules chargées avec résolution en masse jusqu'au Béryllium;
- granularité suffisante pour faire face aux multiplicités attendues.

2.1.1 Description du détecteur

La bonne granularité résulte de l'assemblage de 336 cellules de détection, appelées également modules ou télescopes, garantissant une probabilité de comptages multiples de moins de 5% pour les systèmes que nous allons étudier dans ce mémoire. Ces télescopes sont regroupés en 17 couronnes identifiées par leur angle polaire θ, INDRA admettant l'axe du faisceau comme axe de symétrie. Selon cet angle θ, on peut distinguer trois ensembles de couronnes (figure 2.1):

- la couronne 1 ($2^o \leq \theta \leq 3^o$) comprend 12 phoswichs;

- les couronnes 2 à 9 ($3^o \leq \theta \leq 45^o$) comportent chacune 24 télescopes à trois étages: une chambre d'ionisation suivie d'un Silicium puis d'un scintillateur à iodure de césium (CsI).

- les couronnes 10 à 17 ($45^o \leq \theta \leq 88^o$, $92^o \leq \theta \leq 176^o$) comportent 24, 16 ou 8 cellules de détection composées seulement d'une chambre d'ionisation et d'un CsI.

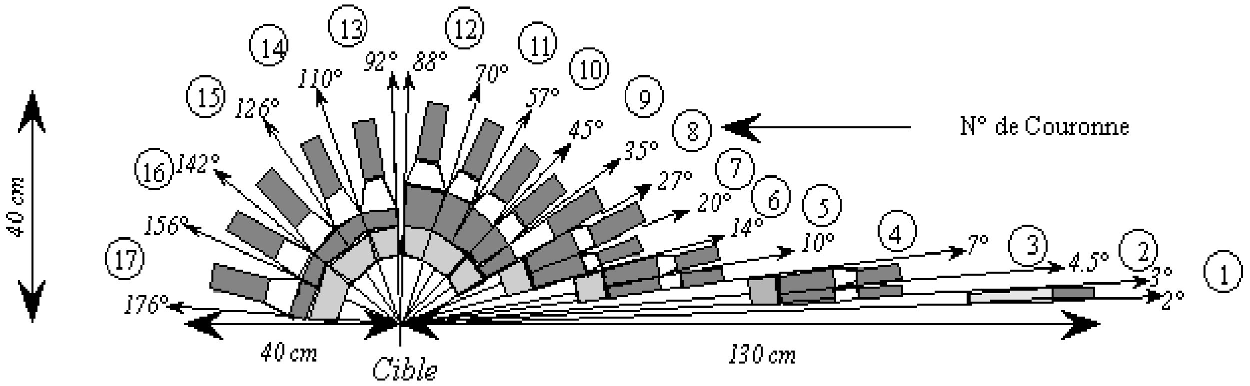

FIG. 2.1 – *Vue en coupe du multidétecteur INDRA. Les angles polaires délimitant chaque couronne sont indiqués.*

2.1.2 Les différents modules

Nous décrivons ici succintement les différents types de détecteurs composant les télescopes.

Le premier étage de tous les modules, sauf ceux de la première couronne, est constitué d'une chambre d'ionisation (ChIo). Leur principe de fonctionnement réside dans l'ionisation partielle du gaz (C_3F_8) lors du passage d'une particule chargée. Pour une charge donnée, l'amplitude du signal électrique produit est proportionnelle à l'énergie déposée. La pression du gaz dans les chambres étant assez faible (50 mbar pour les couronnes 2 à 7, 30 mbar pour les couronnes 8 à 17), nous bénéficions de seuils d'identification bas pour les fragments (environ 1A MeV). Ce choix permet ainsi l'identification des fragments les plus lourds et les plus lents, au-dessus de 1A à 2A MeV environ selon la charge et le module concerné.

Les Siliciums (300 μm) concernent uniquement les couronnes 2 à 9, dans le domaine angulaire où l'on attend des fragments avec une grande dynamique en énergie.

Enfin les détecteurs à iodure de césium (CsI) permettent l'identification des fragments les plus rapides (en les couplant aux siliciums), et la séparation isotopique en décomposant leur réponse en signal lent et signal rapide (analyse en forme).

La couronne 1 comporte uniquement des phoswichs, assemblages de deux scintillateurs (un rapide et un lent). Leur intérêt vient de leur capacité à supporter les taux de comptages élevés attendus très à l'avant.

2.2 Identification en Z

2.2.1 Généralités

Les signaux provenant des détecteurs de chaque module sont combinés pour construire différentes matrices. En règle générale l'identification isotopique est réalisée avec les scintillateurs. Les Siliciums peuvent être combinés aux signaux CsI pour l'identification des fragments de basse énergie. La représentation du signal rapide en fonction du signal lent permet l'obtention de lignes regroupant les particules selon leur masse.

Les autres matrices d'identification en Z sont obtenues en combinant les signaux de deux détecteurs. On applique alors la méthode $E - \Delta E$, décrite dans de nombreuses thèses, et que nous ne détaillerons pas ici. Rappelons-en simplement le principe. Pour une particule traversant un détecteur et s'arrêtant dans le suivant, on appelle ΔE (respectivement E) l'énergie déposée dans le premier (resp. deuxième) détecteur touché. La formule de Bethe [Bet30] simplifiée donne alors $-\frac{dE}{dx} = k\frac{Z^2A}{E}$, avec E l'énergie de l'ion, x la distance parcourue dans le milieu, Z et A sa charge effective et sa masse. Les points correspondant à un même Z se regroupent donc selon des hyperboles ("lignes de Z") en traçant ΔE en fonction de E.

Ce procédé est appliqué de manière analogue au cas des phoswichs en utilisant le signal rapide et le signal total des deux scintillateurs.

Les combinaisons disponibles pour cette méthode sont ainsi:
Pour les phoswichs: signal rapide/signal total.
Pour les couronnes 2 à 9:
- Si/CsI_{rapide} : identification des $Z \geq 3$ de grande énergie et particules de basse énergie;
- ChIo/Si : identification des $Z \geq 3$ de faible énergie;

Pour les couronnes 10 à 17:
ChIo/CsI_{rapide} : identification des $Z \geq 3$.

Chaque particule ou fragment se voit attribuer un code témoignant de la qualité de son identification. Nous ne conservons que les particules identifiées correctement. Nous rejetons ainsi par exemple les fragments arrêtés dans une ChIo, ou une particule obtenue par reconstruction des trajectoires dans les étages d'un module (cas d'un empilement de deux particules dans un même module mais ne s'arrêtant pas dans le même étage).

2.3 Présentation des données

Cette thèse concerne l'étude de trois systèmes, Ni+Au à 32A et 52A MeV, et Ni+Ni à 32A MeV. Ces données ont été acquises lors de la deuxième campagne d'expériences INDRA au GANIL.

Les épaisseurs des cibles étaient de 179 μg/cm^2 pour le nickel et de 200 μg/cm^2 pour l'or. Au cours de ces prises de données, le multidétecteur INDRA fonctionnait selon deux types de déclenchement: un événement était validé pour des multiplicités $M \geq 1$ ou $M \geq 4$. La condition $M \geq 1$ est utile pour des calculs de sections efficaces; tandis que $M \geq 4$ permet d'éliminer les réactions les plus périphériques. Les analyses présentées dans ce mémoire sont donc toutes fondées sur les collisions telles que $M \geq 4$. Ce court chapitre fournit quelques informations utiles sur les collisions étudiées.

2.3.1 Généralités

Nous donnons quelques grandeurs caractéristiques des systèmes Ni+Ni et Ni+Au dans le tableau 2.1.

Notre objectif est d'isoler parmi les événements recueillis tous ceux ayant subi un processus de "quasi-fusion", puis d'étudier la désexcitation de la source formée.

Nous pouvons d'ores et déjà insister sur l'intérêt que peut susciter une telle analyse. Nous disposons en effet d'un système symétrique léger et d'un système asymétrique lourd. Les différents systèmes étudiés nous permettront donc d'aborder également la problématique de l'influence de la voie d'entrée. Cette démarche est rendue possible grâce à la qualité et la quantité des informations disponibles, mais aussi grâce à la diversité des systèmes étudiés.

système	^{58}Ni+^{nat}Ni	^{58}Ni+^{nat}Au	^{58}Ni+^{nat}Au
$E_{faisceau}$ (A.MeV)	32	32	52
V_{proj} (cm/ns)	7.86	7.86	10.02
V_{cm} (cm/ns)	3.93	1.79	2.28
Z_{tot}	56	107	107
A_{tot}	116	255	255
ϵ^*_{disp} (A.MeV)	7.18	5.61	9.09
b_{max} (fm)	9.5	11.8	11.8

TAB. 2.1 – *Quelques grandeurs caractérisant la cinématique (vitesse du projectile et du centre de masse) et les sources de fusion totale des deux partenaires (charge totale, masse totale et énergie d'excitation disponible).*

Le tableau 2.1 donne aussi quelques valeurs relatives à l'hypothèse de la fusion totale des deux partenaires en une seule entité. Ce sont les limites accessibles par les sources que nous souhaitons caractériser. Les valeurs de l'énergie d'excitation disponible sont adéquates pour une étude de la multifragmentation (cf. introduction).

2.3.2 Qualité de l'identification

Notre objectif est d'illustrer la qualité de l'identification en charge, en particulier le domaine $5 \leq Z \leq 20$, qui sera particulièrement mis à contribution dans nos travaux. Bien entendu les lignes de Z observées dans les matrices d'identification ont une certaine largeur, et nombre de points se situent entre deux lignes consécutives. Pour garder en mémoire ces sources potentielles d'imprécision, une charge fractionnaire est attribuée à chaque fragment. Elle reflète la distance entre une ligne de Z et le point représentant le fragment. Dans un cas idéal, un fragment situé exactement sur une ligne de Z aura alors la charge entière associée.

a- Système Ni+Ni 32A MeV

Les figures 2.2, 2.3 et 2.4 présentent l'énergie par nucléon dans le laboratoire en fonction de la charge des fragments ($Z \geq 3$) et de sa dispersion (charge fractionnaire), respectivement pour la couronne 1, les couronnes 2 à 9 (trois étages de détection dont un Silicium) et les couronnes 10 à 17 (deux étages, pas de Silicium).

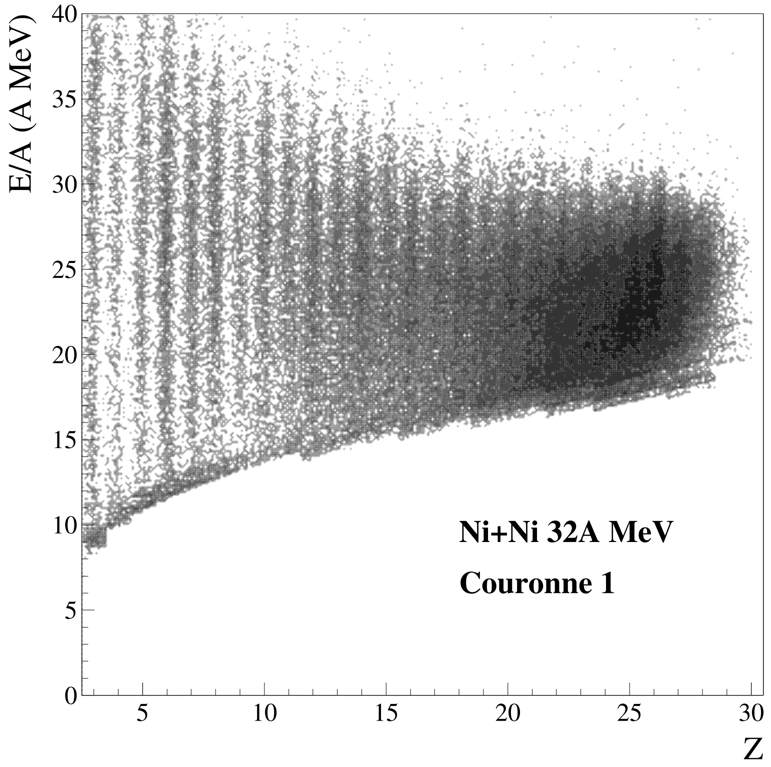

FIG. 2.2 – **Ni+Ni 32A MeV.** *Énergie par nucléon en fonction de la charge Z et de sa dispersion, couronne 1.*

Pour les couronnes 1 à 9 nous observons clairement la zone du quasi-projectile (Z voisin de 28 et E/A voisin de 32A MeV). Des fragments de même charge sont visibles également à basse énergie; ils correspondent aux quasi-cibles ou à des fragments issus d'une source de fusion. Nous verrons avec le système Ni+Au que leur détection n'est pas systématique.

Les seuils d'identification observés sont d'environ 1.5A MeV pour les couronnes 2 à 9 et montent jusqu'à 2A MeV pour les couronnes 10 à 17.

Pour toutes les cartes, les lignes de Z sont nettes jusqu'à $Z \sim 20$. La figure 2.3 indique que le seuil d'identification en masse pour $Z = 3$ et $Z = 4$ est d'environ 8A MeV. Le décrochement visible sur cette même figure entre 8 ($Z = 3$) et 20 A.MeV ($Z = 25$) est dû au changement du mode d'identification (passage de ChIo/Silicium à Si/CsI).

L'identification en charge est plus délicate pour les couronnes 10 à 17 (figure 2.4) à cause de l'absence de Silicium; néanmoins les lignes de Z apparaissent jusqu'à Z entre 10 et 12. L'accumulation de fragments pour des énergies par nucléon très faibles signalent une mauvaise identification ou calibration en énergie. Ce problème n'a pas de conséquence sur les analyses qui sont présentées dans ce mémoire.

b- Systèmes Ni+Au 32A et 52A MeV

Les figures 2.5, 2.6 et 2.7 présentent l'énergie par nucléon dans le laboratoire en fonction de la charge des fragments, respectivement pour la couronne 1, les couronnes 2 à 9 et les couronnes 10 à 17, pour Ni+Au 32A MeV. Les figurent 2.8, 2.9 et 2.10 font de même pour Ni+Au 52A MeV.

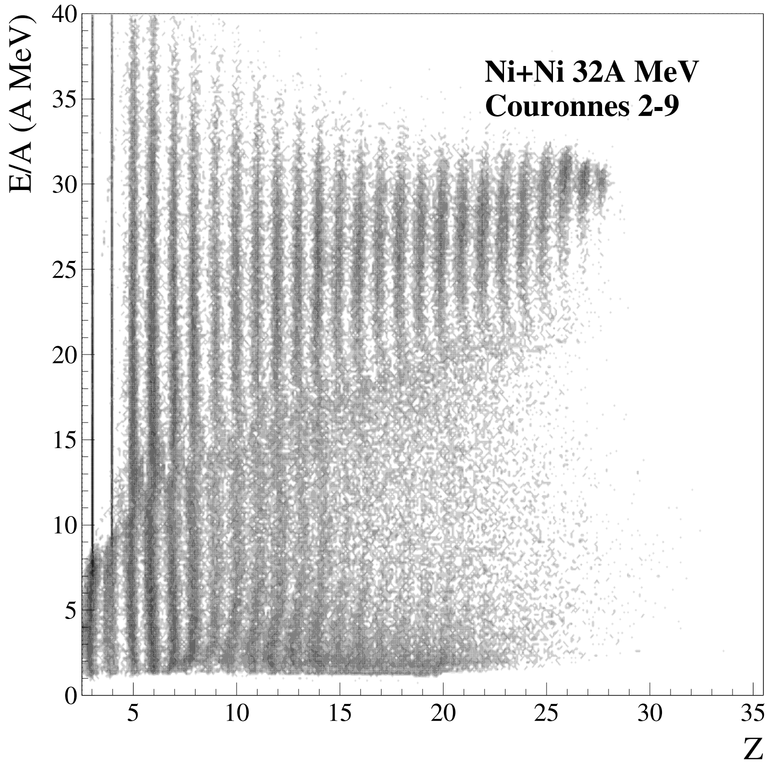

FIG. 2.3 – **Ni+Ni 32A MeV**. *Énergie par nucléon en fonction de la charge Z et de sa dispersion, couronnes 2 à 9.*

La qualité de l'identification en charge est la même qu'en Ni+Ni, sauf pour les couronnes 10 à 17 où l'on atteint difficilement une bonne résolution pour les $Z \geq 10$. Nous notons toujours la présence de fragments mal identifiés ou mal calibrés pour des énergies par nucléon entre $0.5A$ et $1A$ MeV.

Comme pour le système Ni+Ni, le quasi-projectile est clairement visible pour les couronnes 1 à 9, à des énergies variant selon le système. Un point important pour la suite concerne les fragments lourds à faible énergie. Nous avons restreint la gamme en charge à $Z < 35$ car nous avons recueilli peu de fragments avec des charges supérieures: la quasi-cible n'est donc jamais identifiée. Plus généralement, les fragments de faible énergie ont probablement bien été *détectés* mais pas correctement *identifiés* (arrêts dans la chambre d'ionisation). Nous en verrons la conséquence dans la section suivante.

Les seuils d'identification observés sont d'environ $1.5A$ MeV pour les couronnes 2 à 9 et $2A$ MeV pour les couronnes 10 à 17.

2.3.3 Qualité de la détection.

Comment savoir si toutes les particules d'un événement ont bien été détectées? La pertinence et la précision de nos analyses en dépend de manière cruciale. Une méthode simple consiste à construire le diagramme Z_{tot}/P_{partot} où Z_{tot} est la charge totale détectée et P_{partot} l'impulsion totale parallèle au faisceau détectée. L'impulsion parallèle de chaque particule est calculée par $p_{par} = mv_{par}$, avec m la masse identifiée (pour les $Z \leq 4$) ou estimée avec une formule décrivant la vallée de stabilité. Il est pratique de rapporter Z_{tot} et P_{partot} à leurs valeurs initiales, comme cela est fait dans les diagrammes suivants.

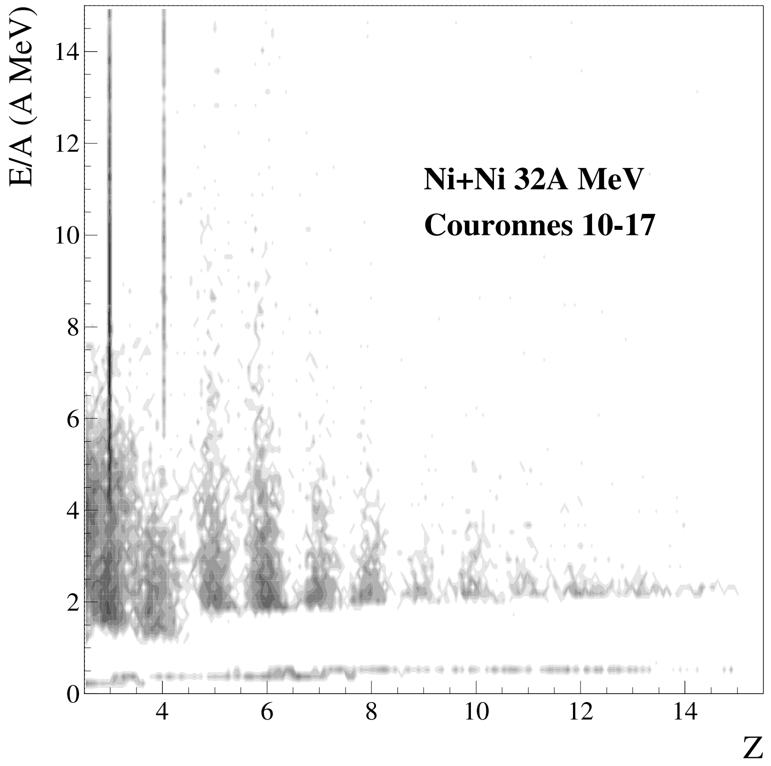

FIG. 2.4 – **Ni+Ni 32A MeV.** *Énergie par nucléon en fonction de la charge Z et de sa dispersion, couronnes 10 à 17.*

a-Collisions Ni+Ni 32A MeV

La figure 2.11 présente la corrélation entre l'impulsion totale parallèle au faisceau (normalisée à l'impulsion du projectile) et la charge totale détectée (normalisée à la charge totale du système).

Il apparaît clairement que les événements ne sont pas tous complètement détectés. Une première zone du graphique (a) révèle une inefficacité de détection en charge et en impulsion. Devant le manque d'informations ces événements sont inutilisables. Dans une seconde zone (b) l'impulsion est voisine de celle du faisceau mais la charge totale est voisine de celle du projectile: la quasi-cible trop lente est passée sous les seuils de détection. L'étude du quasi-projectile est néanmoins parfaitement envisageable. La dernière zone (c) concerne des événements dont l'intégralité ou presque des particules a été recueillie. C'est naturellement ce type de données que nous recherchons. Nous définissons les événements qui vérifient les critères $Z_{tot} \geq 0.8(Z_{proj} + Z_{cible})$ et $P_{partot} \geq 0.8 P_{proj}$ comme étant des événements complets. Ils représentent 12 % du total.

b- Collisions Ni+Au

Les diagrammes Z_{tot}/P_{partot} sont montrés par les figures 2.12 (32A MeV) et 2.13 (52A MeV).

La situation semble nettement plus défavorable pour les collisions Ni+Au. La zone des événements complets est dépeuplée: ils ne représentent que 0.03 % de la statistique totale à 32A MeV et 0.04 % à 52A MeV. La faible vitesse du centre de masse, voir tableau 2.1, peut expliquer cette lacune à mesurer complètement les événements. Les fragments émis

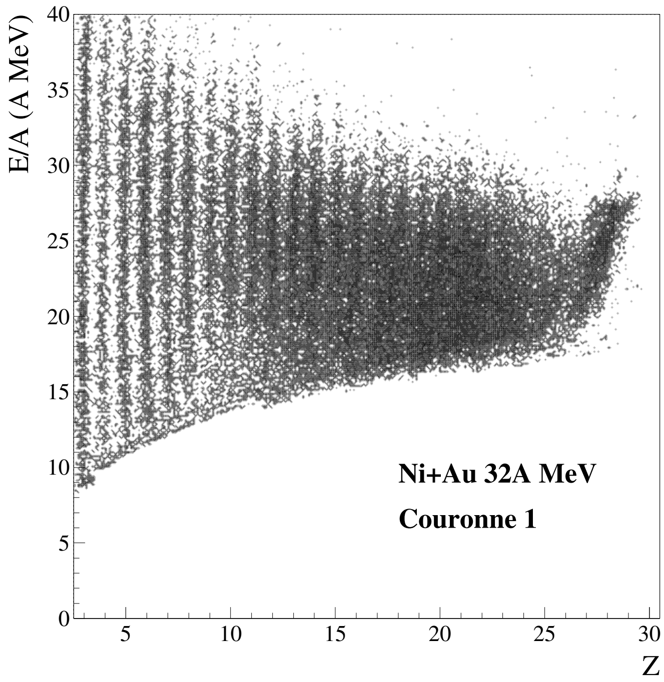

FIG. 2.5 – **Ni+Au 32A MeV.** *Énergie par nucléon en fonction de la charge Z et de sa dispersion, couronne 1.*

à l'arrière du centre de masse par la quasi-cible ou une monosource ont une énergie trop faible pour atteindre le deuxième étage de détection (Silicium ou CsI).

2.4 Conclusions

Ce chapitre constitue l'étape préliminaire indispensable aux études qui vont suivre. La résolution en charge de notre détecteur étant établie, - l'incertitude sur Z, en particulier pour les FMI[1], est très faible -, nous sommes confiants quant à la pertinence d'utiliser les partitions en charge fournies par INDRA.

Avant d'aborder la présentation des données, rappelons les informations dont nous disposons. Les particules de chaque événement sont définies par:

- une charge, parfaitement connue sauf pour les fragments lourds, pour lesquels l'erreur atteint de 2 à 5 charges pour les $Z \sim 90$;

- une masse identifiée ($Z \leq 4$) ou estimée à partir d'une formule décrivant la vallée de stabilité,

- une énergie,

- une direction d'émission donnée par un angle polaire et un angle azimuthal définis par le détecteur touché.

Nous pouvons remarquer également que nous sommes confrontés à deux situations opposées. Le système Ni+Ni offre une qualité des données satisfaisante; alors que le sys-

1. *Fragments de Masse Intermédiaire*, fragments définis par $3 \leq Z \leq 30$.

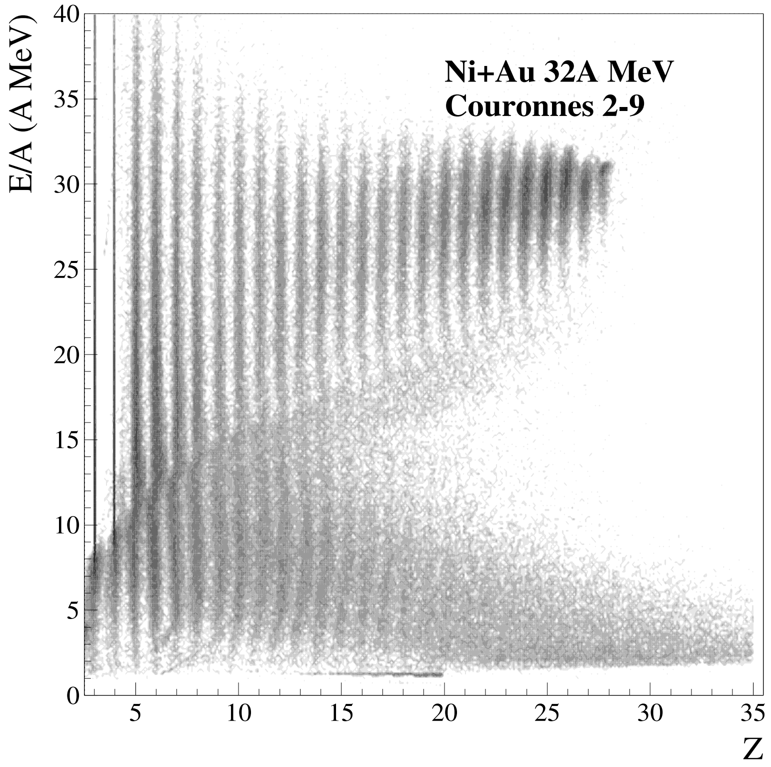

FIG. 2.6 – **Ni+Au 32*A* MeV.** *Énergie par nucléon en fonction de la charge Z et de sa dispersion, couronne 2 à 9.*

tème Ni+Au est mal détecté. La répercussion sur notre analyse est double. La pertinence des résultats sera systématiquement discutée relativement à la qualité de nos données. Et bien sûr, nous devons mettre en oeuvre des méthodes de sélection capables, entre autres exigences, d'outrepasser le manque d'information constaté en Ni+Au. C'est l'objet du chapitre suivant.

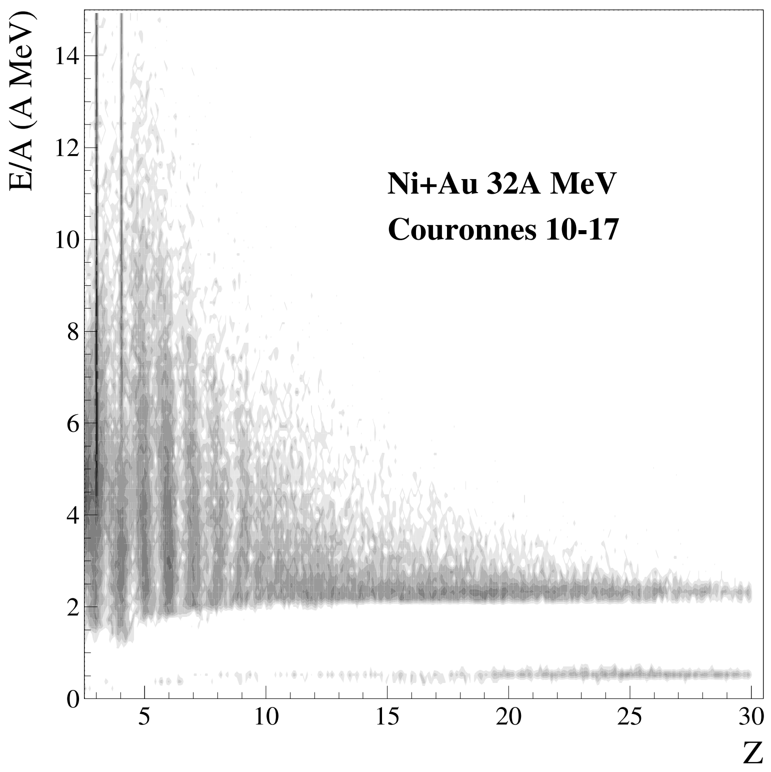

FIG. 2.7 – **Ni+Au 32*A* MeV.** *Énergie par nucléon en fonction de la charge Z et de sa dispersion, couronnes 10 à 17.*

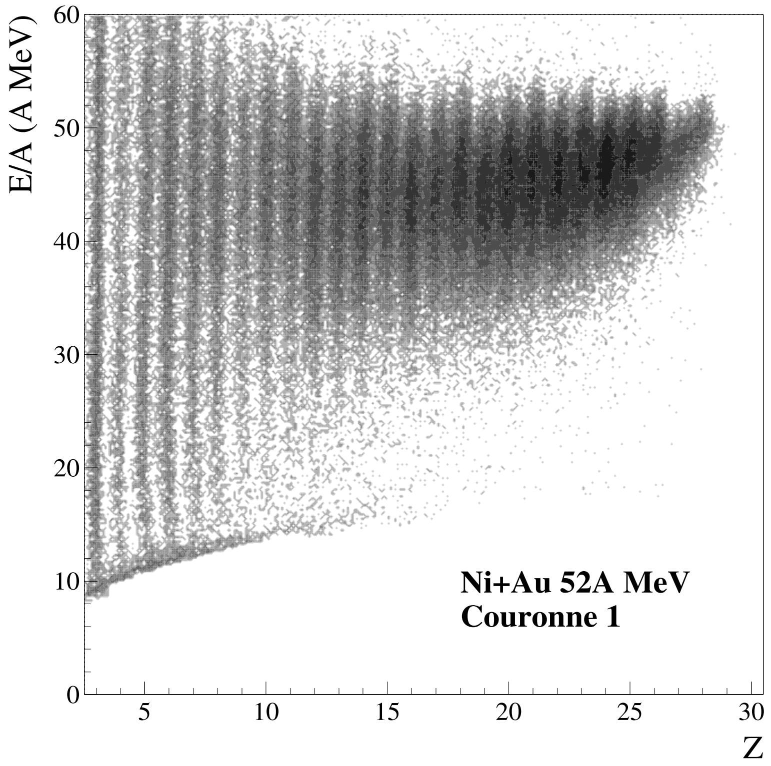

FIG. 2.8 – **Ni+Au 52*A* MeV.** *Énergie par nucléon en fonction de la charge Z et de sa dispersion, couronne 1.*

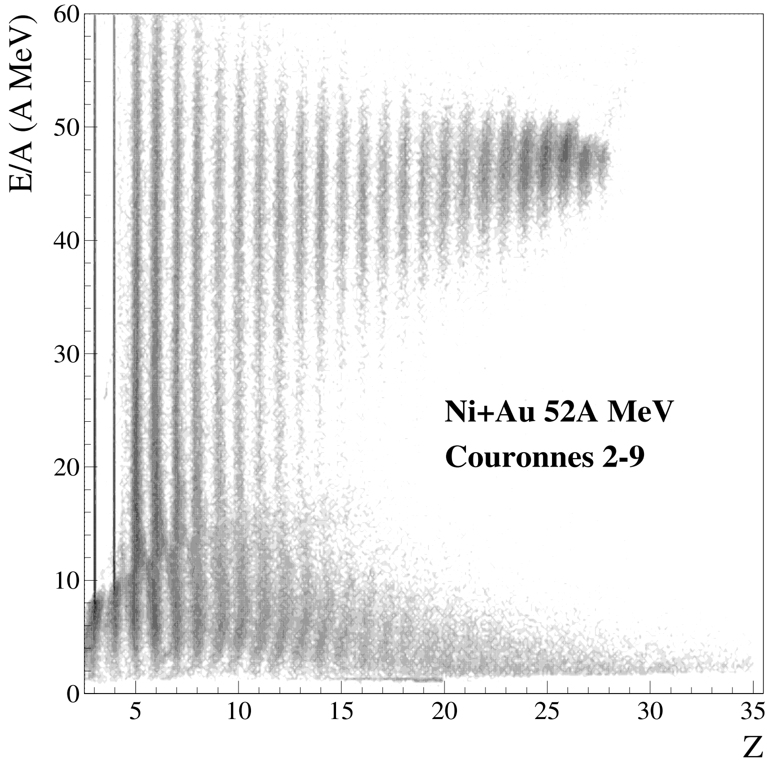

FIG. 2.9 – **Ni+Au 52A MeV.** *Énergie par nucléon en fonction de la charge Z et de sa dispersion, couronnes 2 à 9.*

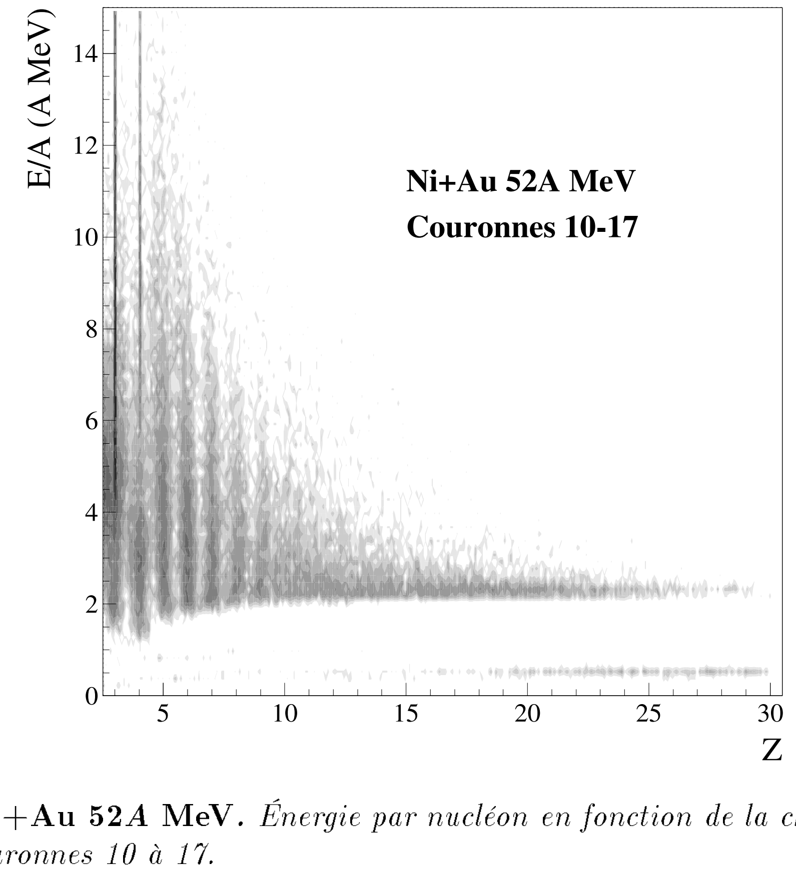

FIG. 2.10 – **Ni+Au 52A MeV.** *Énergie par nucléon en fonction de la charge Z et de sa dispersion, couronnes 10 à 17.*

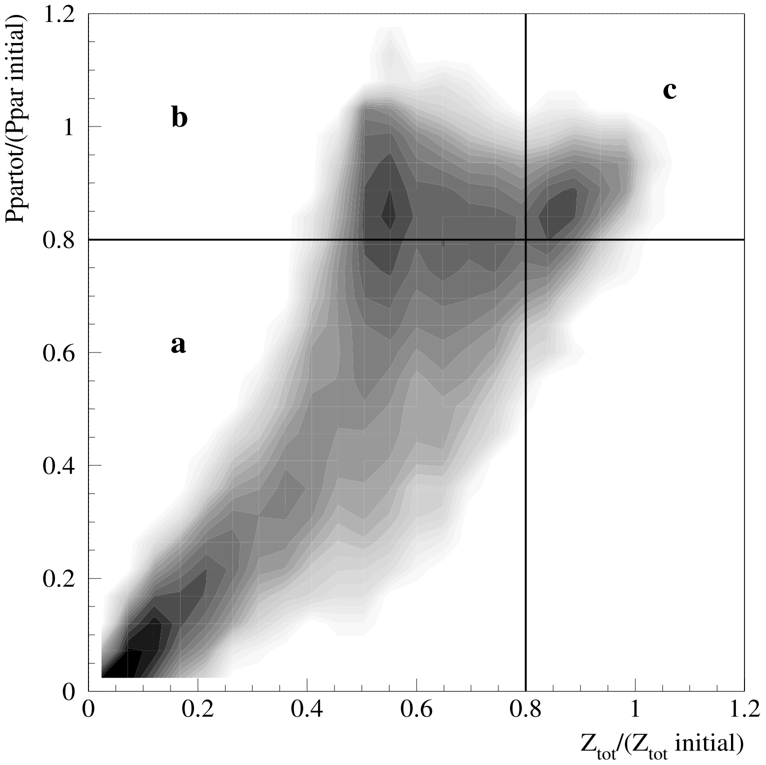

FIG. 2.11 – **Ni+Ni 32*A* MeV.** *Corrélation entre la charge totale détectée et l'impulsion totale parallèle au faisceau détectée. Les grandeurs sont normalisées respectivement à la charge totale du système et à l'impulsion du projectile.*

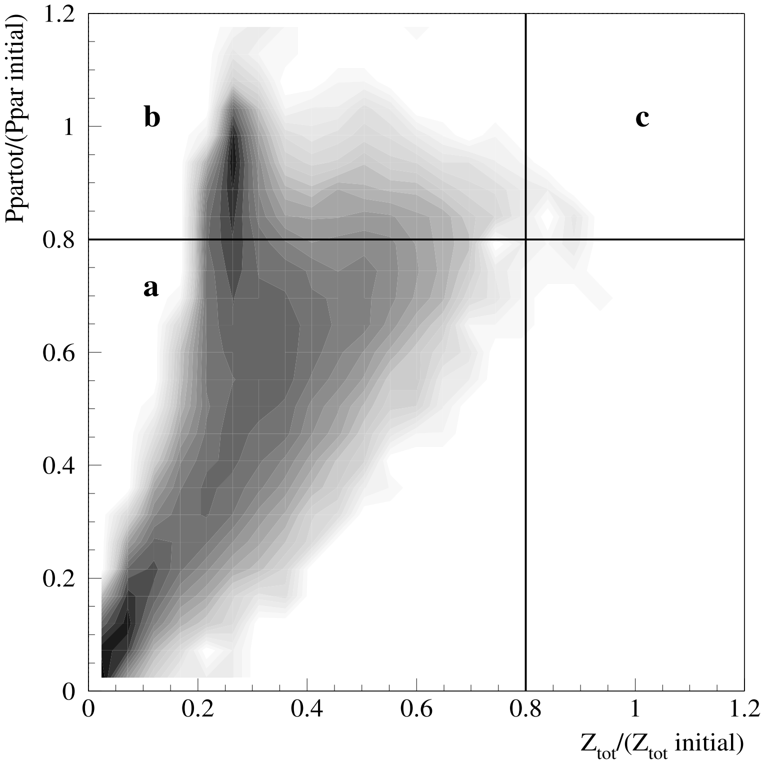

FIG. 2.12 – **Ni+Au à 32*A* MeV.** *Idem figure 2.11.*

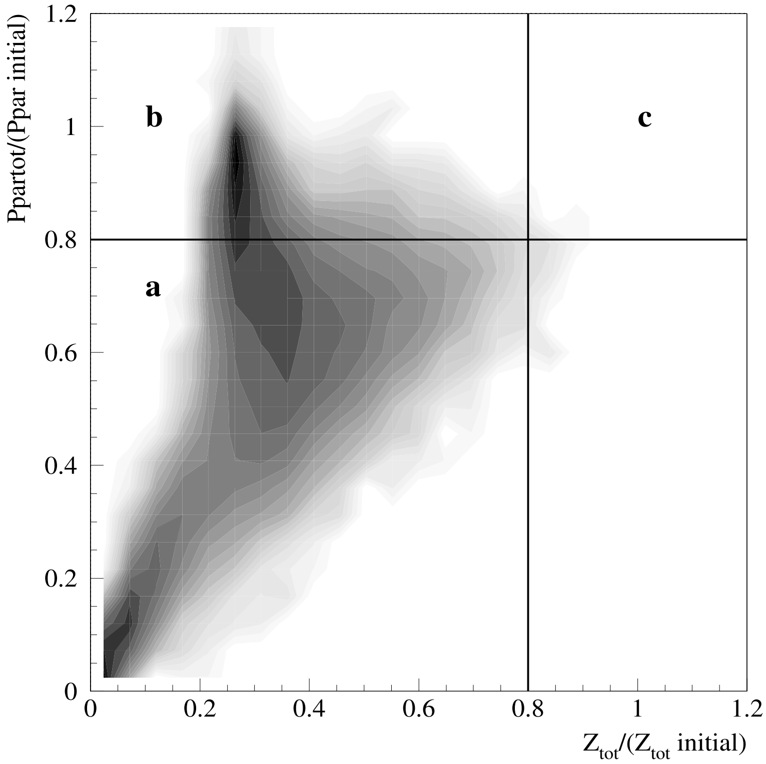

FIG. 2.13 – **Ni+Au à 52A MeV.** *Idem figure 2.11.*

Chapitre 3

Sélection des événements

Nous nous proposons d'analyser les voies de désexcitation des sources uniques formées lors des réactions de "quasi-fusion". L'identification d'un lot d'événements regroupant cette seule classe de réaction avec un taux de pollution acceptable est donc impérative si l'on veut en étudier la physique associée.

La sélection des événements s'avère une problématique et un travail à part entière. La difficulté de séparer les événements monosources des autres provient d'abord de la faible section efficace de ce mécanisme [Bro84, Des00], quelques pourcents de la section efficace totale. En outre le choix du déclenchement expérimental pour des multiplicités $M \geq 4$ n'élimine que les collisions les plus périphériques. Les événements que nous recherchons sont donc "noyés" dans l'ensemble des événements majoritairement binaires [1] enregistrés. Comment les reconnaître? Ce chapitre expose les différentes méthodes mises en oeuvre, leurs résultats, les progrès qu'elles représentent ainsi que leurs limitations.

3.1 Variables globales et sélections monodimensionnelles

Il est utile de condenser l'information fournie par INDRA sous forme de variables, appelées variables globales, qui caractérisent un événement par une valeur unique. Selon leur définition, chacune reflète un aspect de la collision. Leur signification, et leur utilisation, dépend de la physique que l'on veut mettre en évidence. Nous allons maintenant présenter les moyens de sélections les plus courants, fondés chacun sur une variable globale - on parle de sélection monodimensionnelle.

3.1.1 Violence de la collision

On conçoit bien que le phénomène de quasi-fusion ait lieu lorsque le recouvrement entre le projectile et la cible est grand. Une sélection selon la centralité de la collision, à travers le paramètre d'impact, semble donc naturelle. Cette variable n'étant pas accessible expérimentalement, deux choix sont possibles:

- Évaluer le paramètre d'impact. La référence [Fra98] expose une méthode couramment utilisée. Elle utilise une variable (multiplicité, énergie transverse) variant de manière

1. Nous employons pour simplifier l'expression "événement binaire" par opposition à "événement de quasi-fusion".

monotone avec le paramètre d'impact. Dans notre cas, une variable corrélée au paramètre d'impact est calculée par une méthode multidimensionnelle expliquée au chapitre 3.2.2.

- Utiliser les concepts de violence et de dissipation. Une collision centrale doit a priori être violente au sens où son degré de fragmentation doit être élevé. Les variables pertinentes sont alors par exemple la multiplicité de particules et la taille du plus gros fragment détecté, qui sont des variables statiques. Mais la corrélation entre le paramètre d'impact et la multiplicité par exemple est mauvaise pour les collisions centrales. Une autre solution consiste à étudier la dissipation de l'énergie. Cela revient à chercher comment le système évacue l'énergie. Initialement celle-ci est apportée sous forme d'énergie cinétique longitudinale par le mouvement des partenaires selon l'axe du faisceau. Pour des réactions périphériques avec un quasi-projectile peu dévié de sa trajectoire, le flot d'énergie est encore majoritairement dirigé selon l'axe du faisceau. Mais plus la collision sera centrale, moins il y aura de direction privilégiée. La quantité d'énergie émise dans un plan transverse à l'axe du faisceau apparaît donc corrélée à la centralité de la collision et à sa perte de mémoire de la voie d'entrée.

Plusieurs variables cinématiques sont construites dans cette optique, et sont clairement reliées au degré de dissipation:

- L'énergie transverse E_t [Pha92, Luk97]:

$$E_t = \sum_i E_i \sin^2 \theta_i$$

Les E_i sont les énergies cinétiques des particules et θ_i leur angle polaire. E_t peut être calculée uniquement avec les particules légères ($Z = 1$ et $Z = 2$), en gardant la même signification. Dans ce cas on profite de la grande efficacité d'INDRA pour les particules légères. L'énergie transverse calculée sur les particules légères sera appelée Et_{12} dans la suite.

- Les rapports d'isotropie:

On peut calculer le rapport d'isotropie en impulsion:

$$R_{iso} = \frac{2}{\pi}\frac{\sum_i p_\perp^i}{\sum_i p_{||}^i}$$

ou en énergie [Sch99]:

$$E_{iso} = \frac{\sum_i E_\perp^i}{\sum_i E_{||}^i}$$

où les $V_{||}$ (resp. $V_\perp$) sont les composantes parallèles à l'axe du faisceau (resp. transverses) de la variable V, V étant l'impulsion ou l'énergie.

Les deux variables R_{iso} et E_{iso} apportent sensiblement la même information. Elles se distinguent de l'énergie transverse en incluant les composantes longitudinales et transverses des impulsions ou des énergies. R_{iso} tend vers 0 pour des événements à plusieurs sources ("allongés") et vers 1 pour des événements "sphériques" (mais une valeur de 1 ne garantit pas le caractère monosource, voir section suivante). Ces variables relient donc la dissipation à la forme de l'événement, notion que nous allons aborder.

3.1.2 Forme de l'événement

Comme nous venons de l'expliquer, les collisions peu dissipatives conservent une mémoire de la voie d'entrée: il existe une direction privilégiée. À l'inverse, un lot d'événements monosources (de "quasi-fusion") totalement équilibré n'a pas de direction privilégiée.

L'analyse en forme [Cug83] consiste donc à déterminer s'il existe ou non un axe privilégié d'émission de la matière. L'annexe A présente les détails du calcul et les variables globales auxquelles nous allons faire référence. La diagonalisation du tenseur des moments fournit trois vecteurs et valeurs propres. L'axe associé à la plus grande valeur propre représente l'axe principal de l'événement, et l'angle qu'il forme avec l'axe du faisceau définit l'angle de flot θ_{flot}. Des collisions binaires favoriseront des petits angles de flot; alors que toutes les valeurs sont accessibles pour des collisions monosources.

D'autres variables appelées sphéricité, coplanarité et aplanarité utilisent les valeurs propres du tenseur des moments afin de mieux caractériser la forme de l'événement.

À ce stade deux remarques doivent être formulées. Les variables décrivant la forme d'une collision (R_{iso}, θ_{flot}, ...) sont évidemment sensibles à la qualité de la détection, et la perte par exemple d'un fragment lourd peut fausser l'image que ces variables donnent d'un événement. Plus généralement, l'efficacité de ces variables est limitée par les faibles multiplicités de particules à nos énergies et un événement monosource ne serait sphérique que pour une multiplicité infinie. C'est pourquoi on parlera plutôt de tendance: un événement monosource totalement équilibré est en moyenne plus sphérique qu'un événement binaire.

3.1.3 Illustration: système Ni+Ni 32A MeV

Cette section va permettre d'évaluer la qualité des deux sélections monodimensionnelles les plus courantes. En plus de leur efficacité démontrée pour sélectionner des événements très centraux ou monosources (voir par exemple [Hud01, LeN99]), elles constituent un moyen simple d'appréhender les données. Ce sont d'ailleurs les qualités de chacune de ces variables globales, en particulier leur pouvoir de sélection, qui doit justifier ou non l'emploi d'autres techniques.

Sélection en énergie transverse.

La figure 3.1 représente la distribution d'énergie transverse des particules légères Et_{12}, ainsi que les diagrammes charge/vitesse parallèle dans le centre de masse associés à chaque coupure. Rappelons que la vitesse parallèle d'une particule est la composante de sa vitesse selon l'axe du faisceau.

Les événements utilisés ont déjà subi la sélection en complétude (en charge et impulsion). Nous n'excluons que les collisions les moins dissipatives, c'est pourquoi les fragments sont visibles jusqu'à $V_{par} \approx 4$ cm/ns et $Z \approx 20$. La coupure en énergie transverse réduit clairement l'étalement en vitesse des fragments. Pour $Et_{12} > 250$ MeV (la valeur est arbitraire) l'émission de fragments est située autour de la vitesse du centre de masse. Les multiplicités de particules y sont élevées; on peut estimer avoir isolé des collisions très centrales (l'examen des autres variables globales nous conduirait à les qualifier de monosources).

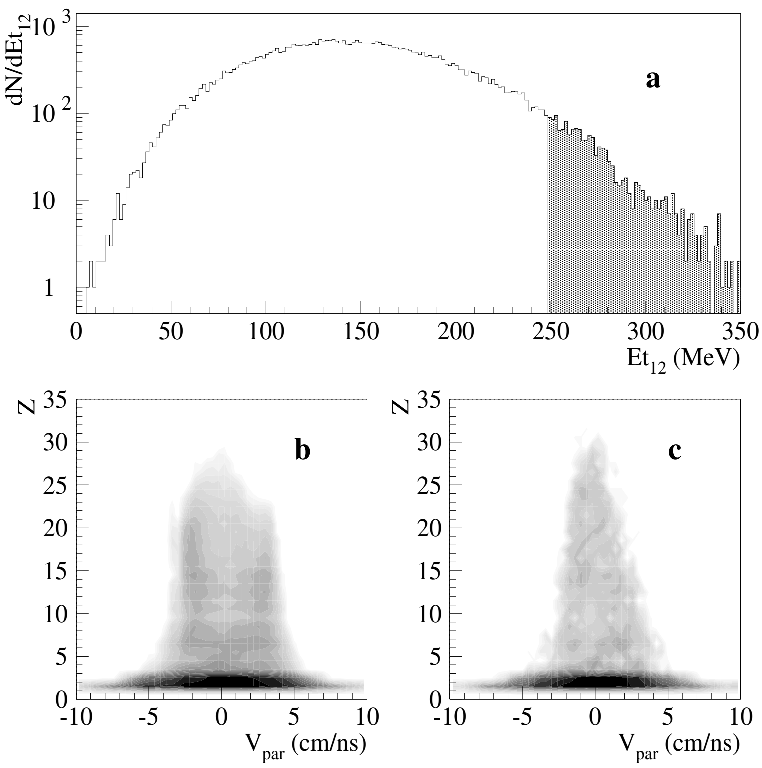

FIG. 3.1 – **Ni+Ni 32*A* MeV**, *événements complets: a)Distribution d'énergie transverse, b)Corrélation charge-vitesse parallèle pour tous les événements complets, c) Corrélation charge-vitesse parallèle avec la condition* $Et_{12} > 250$ *MeV.*

Sélection en angle de flot.

La distribution en angle de flot (calculé avec les particules légères) pour les événements complets (figure 3.2) est coupée à $\theta_{flot} > 60^o$ pour ne conserver que les collisions ayant perdu la mémoire de la voie d'entrée. Là encore les événements retenus présentent les caractéristiques recherchées, visibles une nouvelle fois dans le diagramme Z/V_{par} où les collisions binaires ont disparu. Mais la distribution d'énergie transverse s'étend bien en dessous de la coupure précédente; les deux coupures ne sont donc pas équivalentes. De plus si nous avions inclus les fragments dans le calcul de l'angle de flot (ou de l'énergie transverse), nous aurions pu trouver d'autres sélections. Grâce à cette simple comparaison, nous abordons l'idée d'utiliser une méthode prenant en compte toutes ces variables de sélection, sans en favoriser un aspect (dans notre exemple, la violence), par rapport à un autre (la forme).

3.1.4 Choisir d'autres méthodes

Pour résumer, l'emploi de ces sélections fondées sur une variable globale est appréciable à bien des niveaux:

- Leur calcul est simple et ne nécessite pas de simulation;
- Leur interprétation est généralement claire et intuitive;
- Elles sont applicables à tous les systèmes; toutefois certaines variables peuvent être trop sensibles aux problèmes de complétude par exemple.

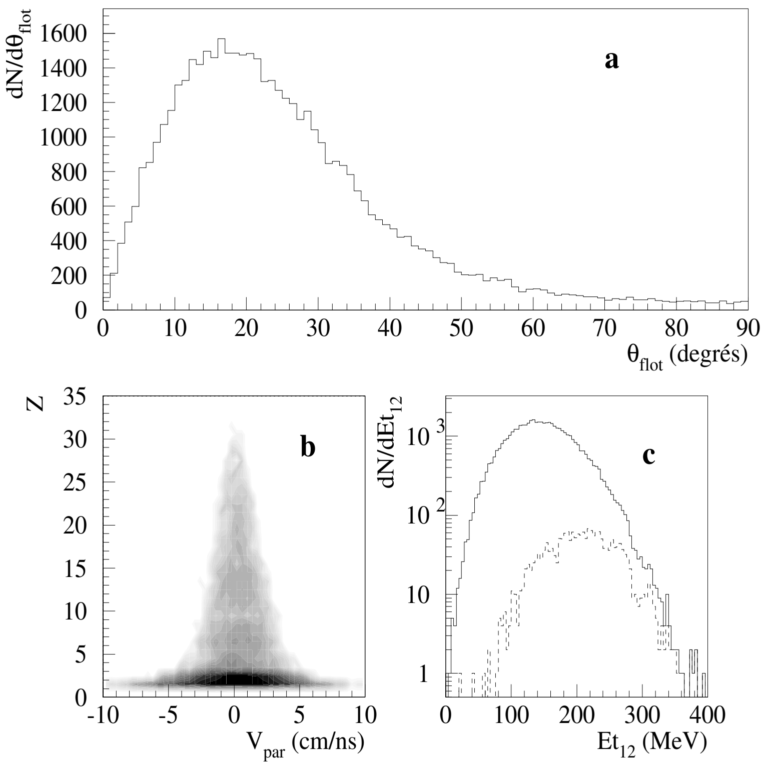

FIG. 3.2 – **Ni+Ni 32A MeV**, *événements complets: a)Distribution d'angle de flot; b)Corrélation charge-vitesse parallèle avec la sélection* $\theta_{flot} > 60^o$*, c) Trait continu: distribution d'énergie transverse, trait pointillé: distribution d'énergie transverse pour* $\theta_{flot} > 60^o$*.*

- Elles permettent des comparaisons aisées entre plusieurs énergies faisceaux pour le même système. Ainsi les distributions d'énergie transverse se superposent pour différentes énergies incidentes, à la simple condition de normaliser avec l'énergie disponible [Pla99, Hud01].

Néanmoins, quelques inconvénients apparaissent. La contrainte de pureté des échantillons nous oblige à des coupures extrêmes dans les distributions. Outre ce problème de statistique, se pose également la question de la représentativité des événements sélectionnés par rapport à l'ensemble des événements d'intérêt. Par exemple, la coupure $Et_{12} > 250$ MeV ci-dessus exclut-elle certains types d'événements centraux peu ou pas représentés dans le lot conservé? Les événements centraux ayant un $\theta_{flot} < 60^o$ sont-ils similaires aux événements avec $\theta_{flot} > 60^o$?

À côté de ces questions d'ordre général, les systèmes que nous entendons étudier posent des contraintes précises:

Le système Ni+Ni est petit, et l'on s'attend en particulier à un faible nombre de fragments. Les variables globales utilisées pour l'illustration de la section précédente étaient calculées avec les particules légères, occultant toute information provenant des fragments. L'utilisation simultanée de plusieurs variables globales, regroupant un maximum d'information sur les produits de réaction, apparaît donc judicieuce et constitue une première motivation pour l'emploi d'analyses multidimensionnelles.

Quant au système Ni+Au, nous avons déjà mentionné la médiocre qualité de la détection: le nombre d'événements pour lesquels la charge et l'impulsion collectées égalent ou dépassent 80% des valeurs initiales est faible. Les analyses multidimensionnelles peuvent nous aider à isoler les événements d'intérêt à partir d'une information tronquée.

Récupérer plus d'événements avec moins de biais justifie ainsi l'emploi d'autres méthodes. Nous en avons appliqué deux: l'Analyse Factorielle Discriminante (AFD) et l'Analyse en Composantes Principales (ACP).

3.2 Analyses multidimensionnelles

3.2.1 Généralités

Nous partons du constat qu'une seule variable globale semble insuffisante pour isoler les événements à une source car chacune d'elles se rapporte à un aspect de la collision (forme, violence,...), et des coupures dans ces distributions pourraient apporter une vision tronquée des événements. Les analyses à plusieurs variables, ou multidimensionnelles, nous permettent d'intégrer divers aspects de la collision, en facilitant la discrimination entre les classes d'événements.

Désormais, une collision est représentée par les n valeurs des n observables choisies selon le système et le type d'événements à extraire. Ces n valeurs deviennent les n coordonnées d'un point associé à l'événement, dans l'espace de Hilbert [Des94] construit à cet effet. Pour que ces variables aient toutes le même poids, il convient de les centrer et de les réduire. Si une variable X a pour valeur moyenne $< X >$ et comme écart-type σ_X, alors la variable centrée réduite X^{cr} s'écrit $X^{cr} = \frac{X - <X>}{\sigma_X}$.

Un ensemble de collisions équivaut donc à un nuage plus ou moins homogène de points dans cet espace. Il faut maintenant savoir comment les événements se répartissent dans ce nuage. Intuitivement, pour une même classe de mécanismes, la majeure partie des observables doit prendre des valeurs relativement proches. Cela revient à dire que les collisions d'un même type vont se regrouper (cependant la continuité de la physique à nos énergies interdit de supposer une formulation réciproque: deux événements proches dans l'espace de Hilbert ne sont pas nécessairement de même nature).

Savoir reconnaître et étiqueter ces groupes d'événements dans l'espace de Hilbert revient donc à discriminer les différents types de collisions. Les deux méthodes suivantes (AFD et ACP) représentent deux approches différentes; nous les utiliserons avec le même objectif: construire la ou les variables isolant au mieux les collisions d'intérêt. Il ne s'agira pas de décrire les techniques utilisées de manière exhaustive. Seuls les concepts nécessaires à la compréhension de ces études seront développés.

3.2.2 Variable chimère du paramètre d'impact

Nous avons mentionné au paragraphe 3.1.1 l'existence de techniques permettant d'estimer le paramètre d'impact d'une réaction. Nous avons appliqué une analyse multidimensionnelle pour trouver, grâce à une simulation donnant accès au paramètre d'impact, la combinaison linéaire de variables la mieux corrélée à cette variable cachée.

Nous devons d'abord définir le coefficient de corrélation ρ_{12} entre deux variables V_1 et V_2. En notant θ_{12} l'angle formé par les vecteurs associés aux variables dans l'espace de Hilbert, alors $\rho_{12} = cos\theta_{12}$. Pour deux variables très corrélées (ρ_{12} grand), les vecteurs associés à V_1 et V_2 forment donc un angle θ_{12} petit.

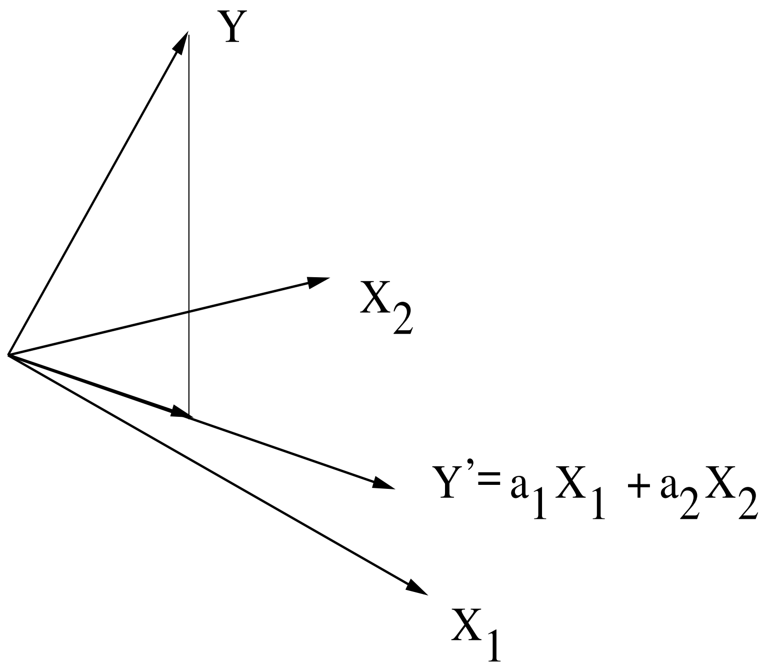

FIG. 3.3 – *Chimère dans un cas à trois dimensions: la variable chimère* Y' *de* Y *est la projection orthogonale de* Y *sur le plan engendré par* X_1 *et* X_2.

Sur l'exemple de la figure 3.3, nous considérons l'espace à trois dimensions engendré par les vecteurs X_1, X_2 et Y. Soit Σ le plan engendré par X_1 et X_2. Nous cherchons le vecteur de Σ le plus corrélé à Y, donc qui forme le plus petit angle possible avec Y. La variable qui vérifie cette condition est la combinaison linéaire Y' de X_1 et X_2 qui est la projection de Y sur Σ. Nous l'appelons chimère de Y.

Dans notre cas, Σ devient l'espace généré par l'ensemble de nos observables, et le paramètre d'impact b se substitue à Y. Cet exemple se généralise à un ensemble d'événements, ce qui nous permet grâce à une simulation, de calculer les coefficients de la chimère ${}^c b$ de b.

Pour ce calcul nous devons choisir un simulateur et un ensemble de variables globales. Nous avons utilisé le générateur d'événements SIMON [Dur92], qui a déjà donné satisfaction pour différentes études [Mas99][Hud01]. SIMON paraît particulièrement adapté à notre travail par sa prise en compte de la voie d'entrée: les collisions sont réparties sur toute la gamme de paramètres d'impact possibles pour chaque réaction.

Le choix des variables globales n'est pas anodin. Les références [Mas99][Des00] ont montré l'efficacité des moments en énergie comme base d'Analyse Factorielle Discriminante. Les raisons invoquées étaient la grande information statistique apportée par ce lot de variables, contrairement aux variables classiques, et le fait qu'elles soient exhaustives: si elles sont connues jusqu'à un ordre suffisant, on peut en déduire toutes les caractéristiques de l'événement (les Z_i, V_{xi}, V_{yi}, V_{zi}). Nous procédons de même en commençant par employer ces variables pour la chimère de b. La définition générale des moments en énergie est la suivante:

$$M_{jklm} = \sum_{i=1}^{M} E_A(i)^j E_x(i)^k E_y(i)^l E_z(i)^m \tag{3.1}$$

avec:
-M la multiplicité de l'événement,
- i le numéro de la particule,
- E_A l'énergie de masse de la particule i,
- E_α, $\alpha \in \{x, y, z\}$, la composante de l'énergie cinétique de la particule i selon l'axe α,
- $j, k, l, m \in \{0, ..., N\}$. $N = 2$ ou 4 dans notre cas.
Nous utilisons la version centrée et normée de ces variables. Elles s'écrivent donc:
M_{0000} =multiplicité
$M_{1000} =< E_A >$ (idem avec les autres composantes x, y, et z)
$M_{2000} = \sigma_A = \sqrt{\frac{\sum_i E_A(i)^2}{M_{0000}} - < E_A >^2}$ (idem avec les autres composantes x, y, et z)
Les termes généraux, d'ordre supérieur s'écrivent:

$$M_{jklm} = \{\frac{1}{M_{0000}} \sum_i (\frac{E_A(i) - < E_A >}{\sigma_A})^j (\frac{E_x(i) - < E_x >}{\sigma_x})^k \times (\frac{E_y(i) - < E_y >}{\sigma_y})^l (\frac{E_z(i) - < E_z >}{\sigma_z})^m \}^u$$

avec $u = \frac{1}{j+k+l+m}$.

Le domaine de variation des paramètres j, k, l, m a été fixé à {0,1,2} à l'origine pour des raisons de stabilité informatique, 81 moments sont donc utilisés pour la variable chimère. Dans la référence [Mas99] il a été montré que ces 81 moments totalisaient environ 90% de l'information statistique, la corrélation entre b et sa chimère ne devrait donc pas souffrir de cette limitation.

La variable chimère que nous recherchons s'écrit donc ${}^c b = \sum_i \alpha_i M_i$, où les M_i sont les moments. La figure 3.4 montre les résultats obtenus sur les sytèmes Ni+Au à 32A et 52A MeV. La corrélation entre ${}^c b$ et b est très satisfaisante comme l'attestent les valeurs des coefficients de corrélation: $\rho \approx 0.94$ dans les deux cas.

Néanmoins il serait illusoire de vouloir sélectionner nos événements sur ce simple critère. La corrélation observée à petit paramètre d'impact est en effet beaucoup trop large, et les distributions de ${}^c b$ expérimentales ne reflètent pas les distributions physiques ("triangulaires") du paramètre d'impact. Cependant cette technique prouvera son utilité dans la suite.

3.2.3 Analyse Factorielle Discriminante

L'objectif de l'AFD [Leb82, Sap90, Des94, Des95] est de séparer différentes familles d'événements en utilisant une simulation comme guide. Cette méthode semble particulièrement adaptée à notre cas puisque nous voulons isoler les collisions monosources de toutes les autres. Nous nous plaçons donc dans la situation où deux familles d'événements sont en présence.

Concrètement, l'AFD recherche la combinaison linéaire d'observables qui sépare au mieux les deux familles. La procédure comporte deux étapes:

- *Apprentissage*: Cette étape nécessite l'utilisation d'un générateur d'événements pour obtenir un lot de collisions sur toute la gamme de paramètres d'impact possibles. En

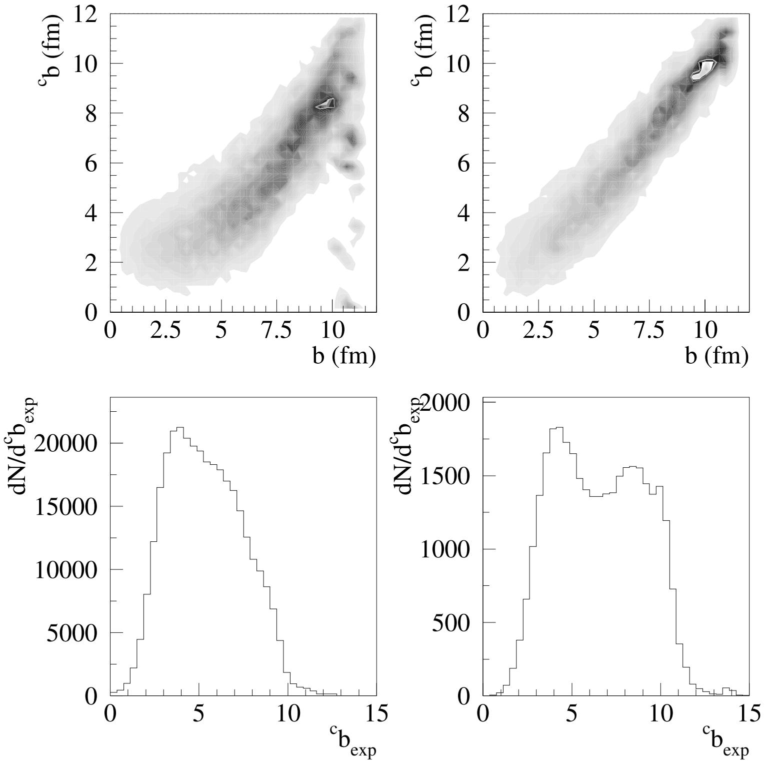

FIG. 3.4 – 1^{ere} *ligne: événements SIMON, corrélation entre ^{c}b et b pour Ni+Au à 32*A *MeV (gauche) et 52*A *MeV (droite).* 2^{eme} *ligne: Distributions expérimentales de ^{c}b pour Ni+Au à 32*A *MeV (gauche) et 52*A *MeV (droite).*

outre il faut avoir accès au nombre de sources en voie de sortie pour chaque collision. Les événements simulés sont plongés dans l'espace de Hilbert des observables choisies, et forment deux nuages parfaitement identifiés. Pour séparer ces deux nuages il est pratique de les projeter sur un axe. Le calcul de l'AFD consiste alors à rechercher l'axe Δ sur lequel les projections des familles sont le plus séparées. Le schéma suivant (3.5) explique simplement le processus dans le cas de deux familles.

Deux nuages de points N_1 et N_2 sont représentés dans le plan (x,y). Leur séparation est meilleure en les projetant sur l'axe Δ_2 plutôt que sur Δ_1. Nous allons introduire le pouvoir discriminant qui permet d'apprécier cette séparation.

Supposons que les distributions f_1 et f_2 soient les projections de ces familles sur l'axe Δ_1.

Soient:

- n_i le nombre d'individus de la famille i;
- σ_i l'écart-type de sa projection sur Δ_1;
- G le barycentre de l'ensemble;
- $\overline{GG_i}$ la position du barycentre de la famille i par rapport à G;

On appelle variance intraclasse [Sap90] la quantité $V^{int} = n_1\sigma_1^2 + n_2\sigma_2^2$ et variance interclasse la quantité $V^{ext} = n_1\overline{GG_1^2} + n_2\overline{GG_2^2}$. Si l'on cherche l'axe Δ qui discrimine au mieux les deux familles, alors il faut augmenter la distance entre G_1 et G_2, c'est-à-dire maximiser V^{ext}, et rendre les distributions f_1 et f_2 plus étroites, c'est-à-dire minimiser V^{int}.

La variance totale s'écrit $V^{tot} = \sum_i d_i^2$, où d_i est la distance entre le point i et G donc

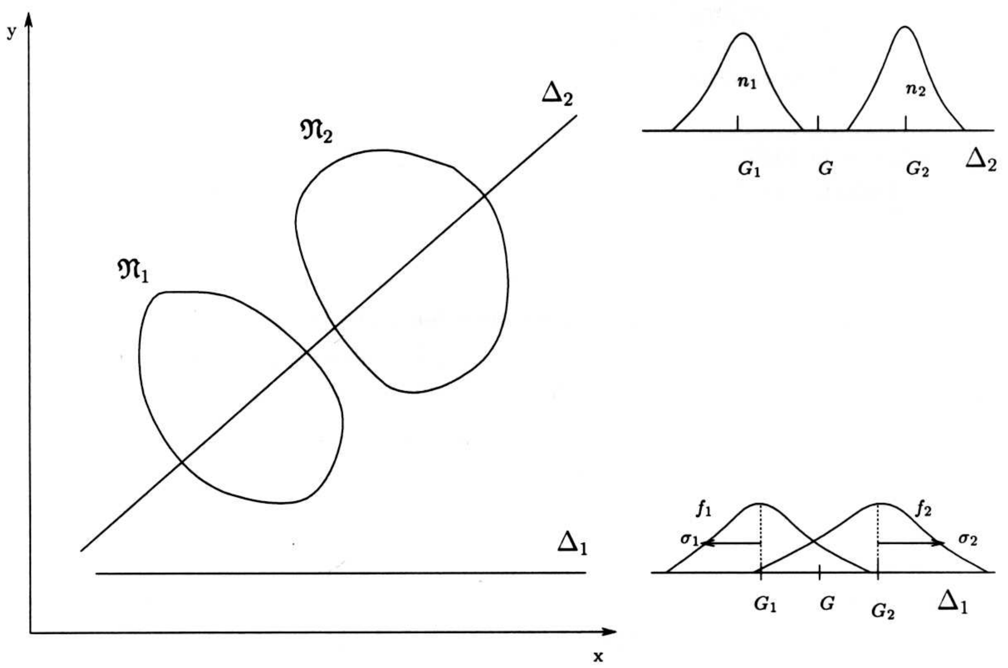

FIG. 3.5 – *Exemple à deux dimensions de la discrimination de deux familles. On cherche l'axe qui sépare au mieux les projections des ensembles N_1 et N_2. Extrait de [Mas99].*

V^{tot} est indépendante du choix de Δ. Le calcul montre que $V^{tot} = V^{int} + V^{ext}\ \forall\Delta$, et V^{tot} étant constante car indépendante de Δ, il suffit donc de maximiser V^{ext} pour minimiser V^{int}.

Cette procédure trouve un critère simple dans le pouvoir discriminant $\lambda = \frac{V^{ext}}{V^{tot}}$: des distributions séparées seront caractérisées par $\lambda \to 1$.

- *Application aux données:* les événements expérimentaux sont projetés sur l'axe discriminant Δ trouvé précédemment. On obtient alors la distribution expérimentale de la variable discriminante $\Delta = \sum_i \beta_i V_i$, où les V_i sont les variables de base, et comme pour la variable chimère, les β_i forment un ensemble unique de coefficients appliqué à tous les événements. Les AFD présentées dans la suite utilisent toutes les 625 premiers moments en énergie (définis au paragraphe 3.2.2) comme variables globales de base, c'est-à-dire que les coefficients j, k, l, m de la formule 3.1 varient de 0 à 4. Ce nombre de moments est un compromis entre le temps de calcul et la quantité d'information statistique apportée. Nous appelons donc la variable discriminante D_{625}.

La suite est un problème familier : définir la coupure pertinente. Sa justification peut provenir de modèles, ou plus simplement de critères visuels. Une distribution à deux "bosses" prononcées paraît plus facilement exploitable. La procédure consiste à optimiser la séparation en faisant varier faiblement les coefficients de D_{625} jusqu'à trouver la combinaison maximisant la distance x représentée sur la figure 3.6.

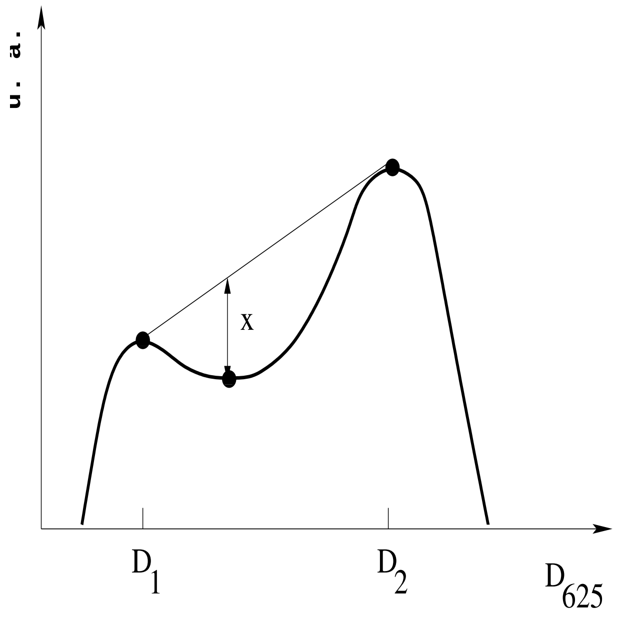

FIG. 3.6 – *Optimisation de la discrimination. Augmenter la convexité de la distribution entre D_1 et D_2 revient à augmenter la distance x.*

1.2.3 a) Système Ni+Ni 32A MeV

La D_{625} a été calculée dans [Mas99] selon la procédure décrite précédemment, nous l'appellerons D_{625} optimisée. Les événements ont d'abord subi un premier tri en complétude (80% de Z_{tot} et P_{tot}).

Les résultats principaux nécessaires pour notre propos sont présentés par la figure 3.7. La D_{625} optimisée est ajustable par deux gaussienne [Des00]. Sous cette hypothèse, la coupure indiquée en 3.7a se limitant au sommet de la première gaussienne assure une pollution de bisources de moins de 1%. L'émission de particules et en particulier de FMI s'effectue clairement autour du centre de masse. Nous concluons également que les événements retenus comportent tous un gros fragment (autour de $Z \approx 21$) associés à d'autres plus petits (autour de $Z \approx 6$). Ce résultat soulève la question suivante: les désexcitations des monosources Ni+Ni aboutissent-elles toutes à la formation d'un gros fragment, ou avons-nous rejeté certaines partitions? Il est crucial de le savoir car les analyses que nous projetons - étudier les signaux de transitions de phase - , en dépendent.

Aussi une simulation SMM (Statistical Multifragmentation Model, [Bon95]) a été réalisée. Il est important pour la suite de noter que ce modèle décrit la désexcitation statistique simultanée d'une source, contrairement au modèle SIMON utilisé, qui désexcite la (ou les) source(s) formées par émissions séquentielles. Les paramètres d'entrée du modèle SMM sont les caractéristiques expérimentales des monosources isolées par D_{625} optimisée [Mas99]: $Z = 50$, $A = 100$, $E^* = 5A$ MeV.

Les événements SMM ont été filtrés et ont subi la sélection expérimentale (complétude + AFD). La figure 3.8 donne les distributions de charge obtenues, ainsi que la corrélation entre les charges de chaque événement et la valeur de D_{625} optimisée. Les distributions SMM brutes sont conformes à ce que l'on attend habituellement de ce modèle à 5A MeV d'énergie d'excitation. L'effet de la sélection en D_{625} optimisée sur ces distributions est drastique: la D_{625} optimisée ne conserve que les événements comprenant un gros frag-

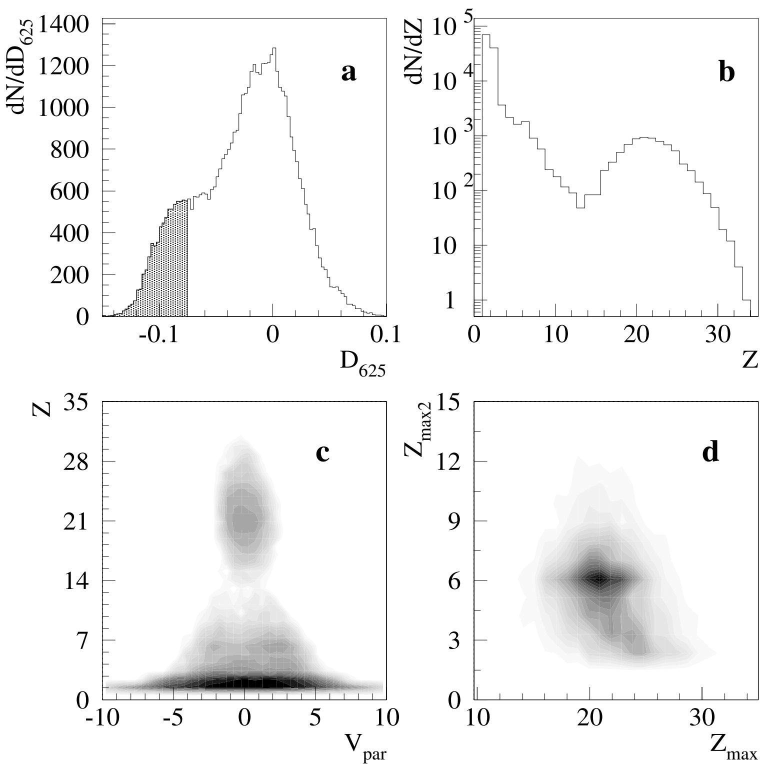

FIG. 3.7 – **Ni+Ni 32*A* MeV**, *événements complets. a) Distribution de D_{625} optimisée, en grisé la sélection des monosources. Les trois autres diagrammes se concentrent sur ces événements: b) Distribution de charge. c) Diagramme Z/V_{par} dans le centre de masse. d) Corrélation entre le deuxième plus gros fragment (Z_{max2}) et le plus gros (Z_{max}).*

ment, c'est-à-dire 30% des événements. Cette situation est très bien visible sur la figure 3.8b: les partitions retenues par la coupure (i.e. à gauche du trait vertical) ne sont pas présentes à droite. En conclusion, le lot d'événements SMM sélectionnés par AFD n'est pas représentatif de l'ensemble des événements SMM. Si les sources uniques formées en Ni+Ni à 32*A* MeV sont similaires à celles de SMM, alors le lot expérimental sélectionné par AFD n'est, lui non plus, pas représentatif. La sélection de [Mas99] retient bien des événements monosources avec une grande pureté, mais ils ne représentent que des canaux particuliers de désexcitation d'une source (au sens de SMM).

Nous sommes donc confrontés à une incertitude: excluons-nous réellement des fragmentations plus symétriques? Nous avons tenté d'expliquer un tel résultat en utilisant à nouveau le lot d'événements SMM.

Un élément de réponse est apporté par la figure 3.9. Nous avons utilisé pour cette figure la D_{625} non optimisée, c'est-à-dire qui n'a pas subi l'opération d'optimisation décrite par la figure 3.6.

La corrélation entre les charges et D_{625} non optimisée montre une amélioration certaine: nous récupérons beaucoup d'événements apportant des charges autour de $Z \approx 10$. Les partitions de la partie gauche de la D_{625} non optimisée ne semblent pas dominées exclusivement par un gros fragment, cependant ces partitions asymétriques sont toujours rejetées d'un seul côté. Il est possible que nous favorisions toujours ce type de désintégrations de SMM.

Nous en concluons que l'AFD optimisée isole efficacement, dans le cas de ce système,

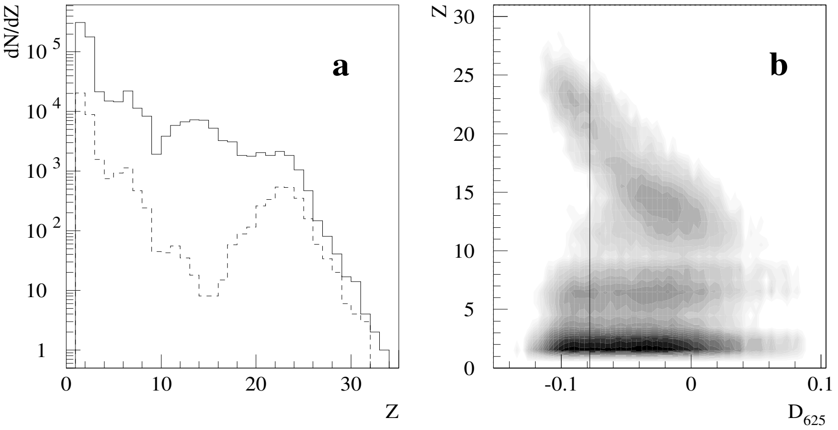

FIG. 3.8 – *Événements SMM, $Z = 50$, $A = 100$, $E^*/A = 5$ MeV. a) Trait continu: distribution de charge donnée par le modèle; trait pointillé: distribution de charge après sélection en D_{625} optimisée. b) Corrélation Z/D_{625} optimisée pour chaque événement. La ligne représente la limite supérieure de la sélection des monosources par D_{625} optimisée.*

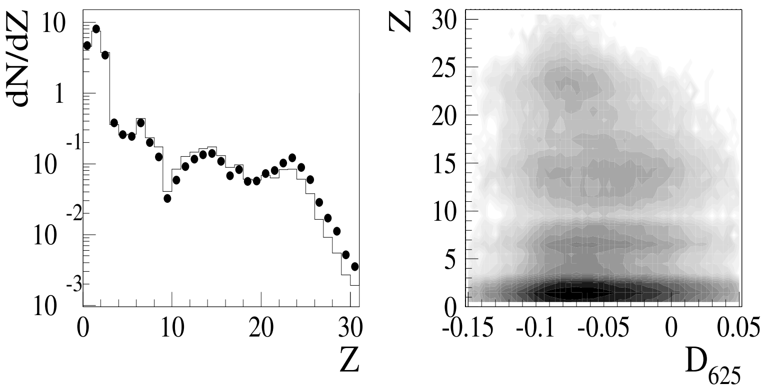

FIG. 3.9 – *À gauche, distributions de charge SMM pour tous les événements générés (trait plein) et ceux retenus (points) par la D_{625} non optimisée ($D_{625} < -0.07$). À droite, charges des événements SMM en fonction de D_{625} non optimisée.*

un certain type de collisions monosource avec une grande pureté. Or les analyses que nous souhaitons mener utilisent les partitions en charge, et exigent un lot d'événements représentatif. En sachant que l'utilisation de l'AFD non optimisée ne mène pas à une discrimination satisfaisante (absence de deux "bosses" dans la distribution de D_{625}), il semble prudent de renoncer à l'AFD pour ce système, et d'envisager un autre moyen de sélection (chapitre 3.2.4).

1.2.3 b) Systèmes Ni+Au à 32 et 52A MeV

La discrimination monosource sur ces deux sytèmes utilise les mêmes outils qu'en Ni+Ni. Les variables globales sont les 625 premiers moments en énergie et le lot d'événements simulés est généré par SIMON. Nous n'avons pas cherché à optimiser les paramètres de SIMON pour reproduire les données. SIMON nous a donc uniquement servi de "guide", l'AFD et éventuellement son optimisation devant seules assurer la séparation des mono et bisources.

Les événements n'ont subi aucune sélection préalable en complétude. Il en est bien sûr de même avec les collisions simulées.

Les figures 3.10 et 3.11 montrent les distributions de D_{625} optimisées obtenues ainsi que l'évolution de la centralité des événements en fonction de la position sur l'axe D_{625}.

On remarque que, malgré la procédure d'optimisation, les distributions de D_{625} ne présentent pas clairement deux contributions. Le pouvoir discriminant est médiocre: $\lambda \approx 0.53$ à $52A$ MeV. Peut-être le faible taux d'événements complets est-il à l'origine de ce résultat. La clarté du classement des collisions selon la D_{625} n'est pas aussi évidente qu'en Ni+Ni; toutefois, en passant de la tranche de droite vers celle de gauche on quitte des collisions périphériques pour trouver des collisions centrales, où la plupart des particules sont émises autour du centre de masse. Ceci est confirmé par les distributions de charge totale Z_{tot}. Les tranches de droite correspondent à une faible dissipation où le quasi-projectile a été détecté mais pas la quasi-cible. La dissipation est suffisamment importante dans les tranches de gauche pour favoriser la détection des gros fragments. Ceci est encore confirmé par l'augmentation de la multiplicité et de Z_{max} de la droite vers la gauche. Cette évolution est plus marquée à $52A$ MeV, énergie pour laquelle la D_{625} offre une séparation visuelle plus nette.

Cependant une contribution de collisions binaires est toujours visible dans la tranche de gauche, quelle que soit l'énergie faisceau. L'AFD seule n'a pas été capable d'isoler les collisions monosources sans doute à cause de la piètre détection dans ces systèmes Ni+Au (voir figures 2.12 et 2.13).

À ce stade nous disposons d'une sélection d'événements centraux dont nous devons éliminer des "intrus" clairement binaires. La solution réside dans l'utilisation de la chimère du paramètre d'impact, en examinant sa corrélation avec D_{625}, figure 3.12.

La cohérence de ces deux variables est remarquable pour $52A$ MeV- n'oublions pas qu'elles sont construites indépendemment, sauf en ce qui concerne le simulateur utilisé. En évoluant des petites D_{625} (collisions centrales) vers les grandes (collisions binaires), on passe également des petites valeurs de ${}^{c}b$ (typiquement ${}^{c}b < 4$) vers les grandes.

La distribution de D_{625} montre un épaulement vers $D_{625} = -0.05$. Nous décidons alors de retenir les événements tels que $D_{625} \leq -0.05$. Mais le graphique 3.12 permet de comprendre qu'une sélection en D_{625} seule ne peut rejeter tous les événements binaires (i.e. avec une chimère grande). Une coupure dans ce plan paraît donc judicieuse et est indiquée sur cette figure. La valeur limite ${}^{c}b = 4$ est choisie en vérifiant la similarité des événements tels que ${}^{c}b < 4$.

À $32A$ MeV en revanche, la qualité de la corrélation est mauvaise. La coupure utilisée dans la suite pour sélectionner les événements de "quasi-fusion" est justifiée a posteriori par les caractéristiques du lot retenu.

Nous pouvons d'ores et déjà vérifier la représentativité des partitions retenues, afin d'éviter l'ambiguité rencontrée en Ni+Ni. Des simulations SMM ont été réalisées avec comme paramètres d'entrée les caractéristiques moyennes des monosources à $32A$ et $52A$ MeV - leur calcul sera explicité plus tard. Ces simulations sont filtrées. La figure 3.13 montre les distributions de charge pour chaque événement SMM généré, et pour ceux retenus par la D_{625} expérimentale. On constate pour chaque énergie que la coupure en D_{625} ne supprime pas des partitions particulières. La sélection réalisée pour ces deux systèmes est donc fiable. La représentativité de la coupure en chimère ne peut être vérifiée avec SMM.

1.2.3 c) Conclusion sur l'AFD

Pour résumer, l'utilisation de l'AFD pour sélectionner des monosources est opérationnelle pour Ni+Au. En revanche pour le système Ni+Ni, sa non représentativité nous oblige à utiliser d'autres méthodes.

3.2.4 Analyse en Composantes Principales

L'ACP [Mja87, Des94] adopte une autre vision de l'analyse multidimensionnelle par son indépendance de tout modèle. Les événements expérimentaux sont directement plongés dans l'espace de Hilbert de leurs variables. Ils forment alors un nuage dont l'ACP va aider à décrire la forme au moyen de variables principales, combinaisons linéaires des variables de base. Comme il est malaisé sinon impossible de travailler dans un espace de grande dimension, c'est également l'ACP qui nous fournira les critères pour réduire le nombre de variables principales que nous utiliserons.

Pour mieux comprendre le principe de la méthode plaçons-nous dans un espace à trois dimensions. Nous avons déjà rencontré une situation analogue au chapitre 3.1.2 portant cette fois sur la description de la forme d'un événement dans l'espace des vitesses. La forme du nuage dans l'espace de Hilbert est décrite par trois axes principaux. Sur l'exemple de la figure 3.14, il vient intuitivement que le premier axe principal est l'axe Δ_1, car le nuage est étiré selon lui. Il se détermine dans la pratique en diagonalisant le tenseur d'inertie.

On peut montrer que cet axe est celui sur lequel l'inertie projetée (voir figure 3.15) est maximale. Cette notion d'inertie projetée (appelée inertie expliquée) nous sera utile par la suite car elle permet de mesurer la quantité d'information portée par un axe. On peut alors savoir si un axe nous apporte une information suffisante en la normalisant à l'information totale, c'est-à-dire l'inertie totale.

La procédure consiste à construire la matrice de variance-covariance de notre ensemble d'événements, puis à la diagonaliser. Les vecteurs propres constituent les axes principaux du nuage de points, et les valeurs propres sont égales à l'inertie expliquée de chaque axe. Il faut ensuite trouver un compromis entre la nécessité technique de travailler dans un espace de dimension raisonnable (en pratique, le choix se réduit à une ou deux dimensions), et la nécessité physique de conserver un maximum d'information sur nos événements. La solution habituelle consiste à projeter le nuage de points de l'espace de Hilbert dans le plan principal P généré par les deux premiers axes principaux.

1.2.4 a) Application aux données Ni+Ni 32A MeV

Nous devons d'abord définir quelles variables globales nous utilisons, et choisir leur nombre. Au moment de réaliser cette étude, trois travaux avaient été menés dans la collaboration INDRA, [Bel00] utilisant 25 variables et [Lav01, Gal02] 28. Nous avons considéré un lot de 25 variables:

1. Z_{tot}, charge totale détectée.

2. P_{ztot}, impulsion totale détectée selon l'axe du faisceau.

3. M_{FMI}, multiplicité de $Z \geq 3$.

4. M_{PLC}, multiplicité des particules légères chargées ($Z \leq 2$).

5. Et_{12}, énergie transverse des PLC.

6. Et_{FMI}, énergie transverse des FMI.

7. $Flot_{PLC}$, angle de flot calculé sur les PLC.

8. $Spher_{PLC}$, sphéricité calculée sur les PLC.

9. Z_{max}, plus grosse charge détectée.

10. P_{Zmax}, impulsion du plus gros fragment dans le laboratoire.

11. $Asy12$ asymétrie entre les deux plus gros fragments, $Asy12 = \frac{Z_{max}-Z_{max2}}{Z_{max}+Z_{max2}}$.

12. $Asy123$, définie par $Asy123 = \frac{\sqrt{(Z_{max}-<Z>)^2+(Z_{max2}-<Z>)^2+(Z_{max3}-<Z>)^2}}{\sqrt{6}<Z>}$ où Z_{max}, Z_{max2} et Z_{max3} sont respectivement les premiere, deuxième et troisième plus grosses charges ($Z \geq 1$) de l'événement, de valeur moyenne $< Z >$. Nous incluons dans ce calcul toutes les particules. L'asymétrie tend vers 1 pour la présence d'un fragment et de particules légères; vers 0 pour des fragments de tailles égales, et 0.5 pour deux fragments égaux et un petit.

13. $T2_{max}$, appelé Thrust [Mja87], et défini par $T2_{max} = max_{c_1,c_2} \frac{\left|\sum_{i\in c_1}\overrightarrow{P_i}\right|+\left|\sum_{j\in c_2}\overrightarrow{P_j}\right|}{\sum_{k=1}^{Mult}\left|\overrightarrow{P_k}\right|}$, avec c_1 et c_2 deux sous-ensembles parmi toutes les partitions possibles des particules d'impulsion $\overrightarrow{P}$. Cette variable est d'autant plus grande que les sous-ensembles sont séparés, donc appartiennent à deux sources (au moins).

14. $Xf3$, coefficient de la transformée de Fourier d'ordre 3 du spectre en rapidité des particules légères, voir [Gal98, Lec00].

15. $Vzrec$, vitesse de recul des fragments selon l'axe du faisceau.

16. Tke, somme des énergies cinétiques de toutes les particules. Plus le ou les fragment(s) sont rapides (typiquement pour des collisions binaires), plus Tke est grand; cette observable prend donc ces valeurs les plus faibles pour les événements que nous recherchons.

17. R_{iso}, rapport d'isotropie, voir chapitre 3.1.1.

18. $H2$, moment de Fox et Wolfram d'ordre 2 [Fox78, Mar95, Bel00].

19. $H4$, moment de Fox et Wolfram d'ordre 4 [Fox78, Mar95, Bel00].

20. $Flot_{FMI}$, angle de flot calculé sur les fragments.

21. $Spher_{FMI}$, sphéricité calculée sur les fragments.

22. $Coplan_{FMI}$, coplanarité calculée sur les fragments.

23. $Coplan_{PLC}$, coplanarité calculée sur les PLC.

24. $Y3_{min}$, valeur minimale de Y_{33}, avec $Y_{33} =< V_{rel} > -V_{rel}^{min}$ [Bou88]. Y_{33} est calculé pour chaque triplet possible de fragments. Pour un triplet donné, $< V_{rel} >$ est la moyenne des vitesses relatives, et V_{rel}^{min} la plus petite valeur des vitesses relatives. $Y3_{min}$ est donc la valeur minimum de Y_{33} sur tous les triplets [Lop93].

25. $Y3_{max}$, valeur maximale de Y_{33}.

Ces variables sont ensuite centrées et réduites pour effectuer l'Analyse en Composantes Principales.

Nous estimons que ces 25 variables représentent les divers aspects statiques et cinématiques des collisions. Nous avons déjà mentionné que la discrimination entre les diverses familles d'événements devrait être d'autant meilleure que le nombre de variables de départ est grand. Cependant, nous sélectionnerons les collisions dans le plan principal, entrainant une perte d'information par rapport à l'information totale apportée par l'ensemble des variables utilisées. Devons-nous réellement conserver ces 25 variables?

Nous avons donc cherché comment évolue l'inertie expliquée par le plan principal, en fonction du nombre et de la nature des variables. L'information I_P recueillie dans le plan principal a été calculée pour toutes les combinaisons possibles de N variables, avec $2 \leq N \leq 25$. L'information projetée s'écrit $I_P = (\lambda_1 + \lambda_2)I$ avec $\lambda_1 + \lambda_2$ l'inertie expliquée normalisée dans le plan principal, et $I = \frac{1}{n}\sum_{e=1}^{n}\sum_{v=1}^{N} x_v^2$ est l'information totale apportée par les N variables choisies pour les n événements, x_v étant la valeur de la variable globale v centrée réduite pour l'événement e.

Le résultat est mitigé: il existe plusieurs combinaisons de N variables menant à des inerties expliquées par le plan principal très voisines. Ce calcul n'offre malheureusement aucun critère objectif pour choisir le nombre de variables de départ [2]. Il confirme cependant qu'obtenir un maximum d'information dans le plan principal n'implique pas nécessairement de maximiser le nombre d'observables [Esc02].

Notre choix s'est donc porté sur un compromis. Nous avons recherché la combinaison de variables permettant:

- de disposer d'un certain nombre de variables "clés" comme la multiplicité ou la charge totale. *Nous avons ainsi imposé la présence des dix premières variables citées précédemment*;

- d'avoir une dimension suffisamment grande pour permettre une bonne séparation des classes de collisions;

- de conserver le plus grand pourcentage possible de l'information totale de départ.

Cette procédure est réalisée en examinant comme précédemment toutes les combinaisons possibles de nos 25 variables; mais cette fois le nombre de combinaisons diminue du fait des 10 variables imposées.

Au terme de cette démarche, un ensemble de 16 variables - soit 6 variables ajoutées (les variables 11, 13, 14, 15, 16, 17) aux 10 imposées - répond aux critères énoncés. La liste figure dans l'annexe B.

Cette ACP donne le spectre de valeurs propres normalisées présenté par la figure 3.16.

Les deux premières valeurs propres regroupent à elles seules 67% de l'inertie totale. L'ajout de la troisième n'apportant que moins de 10%, nous pouvons donc projeter les

2. Sauf à examiner chacune de ces combinaisons ...

événements dans le plan principal défini par les deux premiers vecteurs propres sans perdre trop d'information.

La projection des événements dans le plan principal est montrée par la figure 3.17. Rappelons qu'aucune sélection préalable n'est effectuée.

Trois zones se distinguent nettement:

- La zone 1 concerne des collisions mal détectées. La charge totale détectée y est très faible et aucun des deux partenaires (quasi-projectile ou quasi-cible) n'est visible (figure 3.18).

- La zone 2 regroupe les événements avec détection du quasi-projectile, mais pas de la quasi-cible. La charge totale détectée avoisine celle du nickel ($Z = 28$) plus quelques particules (figure 3.18).

- La zone 3 regroupe des événements bien détectés ($Z_{tot} > 30$), avec une accumulation de particules autour du centre de masse (figure 3.18). De toute évidence cette zone concentre les collisions recherchées.

Cette ACP a donc trié les collisions selon leur degré de détection (voir aussi [Bel00, Gal02, Lav01]). Un tel classement a déjà été rencontré dans les représentations Z_{tot}/P_{tot}, mais l'ACP ne nécessite pas de coupures arbitraires (complétude à 80%) pour obtenir un tel résultat.

La répartition des événements se comprend par l'examen de la projection des vecteurs de base dans le plan principal. Sur la figure 3.19, les vecteurs de dissipation et de forme (Et_{12}, M_{PLC}, R_{iso}, ...), et dans une moindre mesure les vecteurs de détection, pointent dans la direction de la zone 3, dont nous savons qu'elle contient effectivement les collisions centrales. La zone du quasi-projectile est isolée par l'observable d'asymétrie $Asy12$, qui prend des valeurs élevées si les deux plus grandes charges sont très différentes: c'est le cas ici avec un quasi-nickel associé à des particules plus légères. Enfin, sans surprise, la zone 1 correspond d'après la projection des vecteurs, à des valeurs faibles de Z_{tot} ou Z_{max} par exemple.

Si la zone 3 regroupe les collisions les plus centrales, la figure 3.18 prouve néanmoins la présence de collisions binaires dans cette zone, par l'étalement en vitesse des fragments: il faut encore affiner la sélection. Nous avons donc entrepris une seconde ACP sur la zone 3 uniquement.

1.2.4 b) Ni+Ni 32*A* MeV: seconde ACP

La mission de cette ACP est plus délicate que la première. Il faut distinguer au mieux des collisions à une et deux sources, dans un ensemble d'événements parmi les plus dissipatifs. Leur regroupement en une zone indique leur similarité à la lumière des variables employées (n'oublions pas néanmoins que ces événements sont projetés dans le plan principal; ils peuvent très bien être éloignés dans l'espace de départ). Les variables nécessaires pour mieux séparer ces événements n'ont donc aucune raison d'être les mêmes que pour la première ACP. Il paraît donc judicieux de renouveler l'opération d'optimisation du lot de variables, en appliquant les mêmes critères que lors de la première ACP; mais cette fois uniquement sur les collisions retenues.

La seule différence provient des variables obligatoires, c'est-à-dire les variables que nous voulons absolument voir figurer dans l'ensemble d'observables retenues. La charge totale et l'impulsion totale n'y figurent plus; cette décision sert de "test" à l'idée que ces variables perdent leur pertinence pour discriminer des événements majoritairement complets. On peut donc conjecturer que la discrimination de ces variables est moins bonne, et sont remplacées par le Z_{max} à l'avant du centre de masse, et son impulsion, deux variables peut-être plus sensibles à la mémoire de la voie d'entrée.

La procédure d'optimisation aboutit à 15 variables pour la seconde ACP. Elles sont énumérées dans l'annexe B.

Les deux plus grandes valeurs propres obtenues ne représentent que 53 % de l'inertie totale (figure 3.20), mais sont bien supérieures aux autres, ce qui justifie l'utilisation de leurs vecteurs propres comme base du plan ACP.

Cette diminution de l'inertie expliquée dans le plan principal de la seconde ACP, par rapport à la première ACP, reflète la similitude des collisions retenues. Le nuage de points formé dans l'espace de Hilbert par ces événements est plus "homogène" et il devient plus difficile d'en définir des directions privilégiées.

La figure 3.21 donne la projection des événements dans le plan principal de la seconde ACP. Un seul nuage de points est visible: ces collisions sont donc trop voisines du point de vue des variables globales utilisées pour former des groupes distincts - du moins dans ce plan.

Ce résultat est identique à ceux des références [Bel00, Lav01], pour qui la seconde ACP fournissait également un seul nuage de points. Cependant, nos événements sont répartis de manière relativement compacte; il nous semble donc impossible de définir une orientation principale au nuage de points au moyen d'une ligne de crête comme dans [Bel00], et par conséquent, aucune zone ne se dégage clairement pour une sélection.

Pour trouver où se situent les événements centraux dans ce plan, la figure 3.22 nous apporte alors une aide précieuse. L'examen de la projection des vecteurs de base dans le plan ACP explique d'abord la forme du nuage. Les vecteurs pointent dans toutes les directions, et leur norme dans ce plan est comparable. Ce constat explique probablement la forme peu allongée du nuage. Nous remarquons également une direction de dissipation et de forme, comme pour la première ACP, et définie par Et_{12}, M_{PLC}, $Spher3$, ..., qui permettent de déduire l'emplacement des collisions très violentes et dissipatives. Les collisions situées à l'opposé doivent être les moins violentes, ce qui est confirmé par le vecteur Tke, qui pointe dans cette direction. Rappelons que le Tke, somme des énergies cinétiques, est d'autant plus grand que la collision garde la mémoire de la voie d'entrée. Nous adoptons alors de nous déplacer selon l'axe défini par ces observables. Ce choix est conforté par l'étude des graphiques de la figure 3.23.

En passant de la tranche 1 à la tranche 3, la multiplicité de particules et la charge totale augmentent. En particulier, les distributions de charge totale révèlent un reliquat de collisions binaires (pic en $Z_{tot} \approx 30$) dans la première tranche, qui disparaît en progressant vers la tranche 3. Encore plus significatives, les corrélations entre la charge et la vitesse parallèle évoluent clairement d'un scénario binaire vers un scénario monosource.

Nous décidons alors d'appliquer la sélection de la tranche 3, donnée sur le schéma 3.23, qui nous semble retenir les événements les plus violents de notre échantillon. Le chapitre suivant permettra, en analysant ce lot plus finement, de statuer définitivement sur leur caractère monosource.

1.2.4 c) Ni+Ni 32A MeV: Effet de la sélection ACP

Un effet particulier de la sélection en ACP est visible sur la figure 3.24. Le diagramme Z/V_{par} du lot monosource montre que nous avons favorisé la présence du plus gros fragment à l'arrière du centre de masse. Cette situation est absente si l'on considère tous les événements ou seulement ceux retenus pour faire la seconde ACP. Nous en déduisons que la seconde ACP, et la coupure que nous avons effectuée dans son plan principal, en sont responsables.

Nous avons également représenté sur la figure 3.24 la distribution de la variable Φ, bissectrice du plan principal de la seconde ACP. La sélection monosource a été effectuée perpendiculairement à cette direction.

La figure 3.25 montre l'évolution de l'énergie transverse et du $Z_{max}(av)$ (charge du plus gros fragment à l'avant du centre de masse) en fonction de Φ. Le lot monosource retient bien les événements avec la plus grande énergie transverse. Rappelons que nous avons choisi de sélectionner les collisions les plus dissipatives; ce parti pris était dicté par l'absence de direction privilégiée dans le plan principal de la seconde ACP. Grâce à la corrélation entre Φ et $Z_{max}(av)$, nous comprenons que choisir les événements les plus dissipatifs, implique pour cette ACP de retenir les événements avec majoritairement le plus gros fragment à l'arrière du centre de masse.

La figure 3.26 montre que le décalage par rapport au centre de masse existe quelle que soit la multiplicité de fragments. Nous pouvons donc dire que la sélection monosource n'a pas affecté les partitions retenues. Sur cette figure, nous montrons également la corrélation entre Φ et la vitesse parallèle de chaque fragment. L'axe z de ce diagramme est la densité de charge [Lec00]. Nous voyons nettement les deux zones correspondant à des collisions binaires, avec des fragments nettement à l'avant et à l'arrière du centre de masse. Ces deux zones disparaissent lorsque nous approchons de la sélection monosource ($\Phi > 3$). Nous constatons que la coupure aurait difficilement pu être élargie; pour $\Phi = 2$ nous rejoignons les événements binaires.

La sélection monosource par ACP ne présente pas le défaut de représentativité de l'AFD en Ni+Ni. Toutefois l'obtention d'un lot "propre" monosource mène à la même tendance que l'AFD en ce qui concerne le décalage des fragments lourds vers l'arrière du centre de masse (cf figure 6.6 dans [Mas99]). Cette concordance peut laisser envisager que ce décalage est dû à un problème de détection, toutefois celui-ci n'est toujours pas identifié.

3.3 Conclusion

Ce chapitre était dédié aux méthodes de sélections multidimensionnelles utilisées pour isoler une classe de collisions, en l'occurence les événements monosources. Nous avons présenté la mise en oeuvre de deux de ces techniques, l'AFD et l'ACP. Rappelons les différences fondamentales entre ces deux méthodes.

La vocation de l'AFD (Analyse Factorielle Discriminante) est de trouver le meilleur sous-espace séparant plusieurs familles en s'appuyant sur une simulation. Telle que nous l'avons employée sur les systèmes Ni+Au à 32A et 52A MeV, elle isole les événements monosources des autres à deux sources grâce à une variable discriminante construite sur un ensemble de 625 variables globales. Néanmoins la pollution des événements binaires demeure, et n'est minimisée qu'en combinant l'AFD avec une méthode d'estimation du paramètre d'impact (variable chimère). L'AFD est aussi performante pour isoler des événements monosources pour le système Ni+Ni 32A MeV [Des00], mais la représentativité de ce lot n'est pas assurée. Cela nous a contraints à employer une autre méthode, l'Analyse en Composantes Principales.

L'ACP adopte une autre approche. Grâce à elle nous déterminons les axes principaux décrivant la forme du "nuage" que forment les événements plongés dans l'espace des variables globales. Projetés dans le plan principal, défini par les deux axes portant le plus d'information, les événements se groupent en classes différentes, ce qui facilite la sélection. Nous avons ainsi isolé les collisions les plus violentes du système Ni+Ni 32A MeV. Une ACP a été tentée en utilisant les moments en énergie comme variables de base; le plan de la première ACP exhibait certes plusieurs zones, mais aucune ne regroupait une classe particulière de collisions comme l'ACP présentée ici y parvient. Nous en avons conclu que l'ACP nécessite des variables de base qui possèdent chacune un pouvoir discriminant, par opposition aux moments dont l'intérêt est de condenser l'information statistique disponible mais dont le pouvoir de discrimination individuel est faible.

En outre l'intérêt indéniable de ces méthodes est d'avoir permis de sélectionner une classe de collisions sans imposer de coupure dans une distribution d'observable. L'ACP permet également de visualiser des corrélations entre variables. D'autre part, nous sommes toujours tributaires, quelle que soit la méthode employée, de la définition de la coupure à appliquer. Si celle-ci n'apparaît pas de manière évidente, comme nous l'avons vu pour Ni+Ni, alors une des solutions possibles et que nous avons appliquée est de se référer au comportement des variables globales dans l'espace ACP.

Les ensembles d'événements d'intérêt étant définis, nous allons à présent les étudier plus en détail.

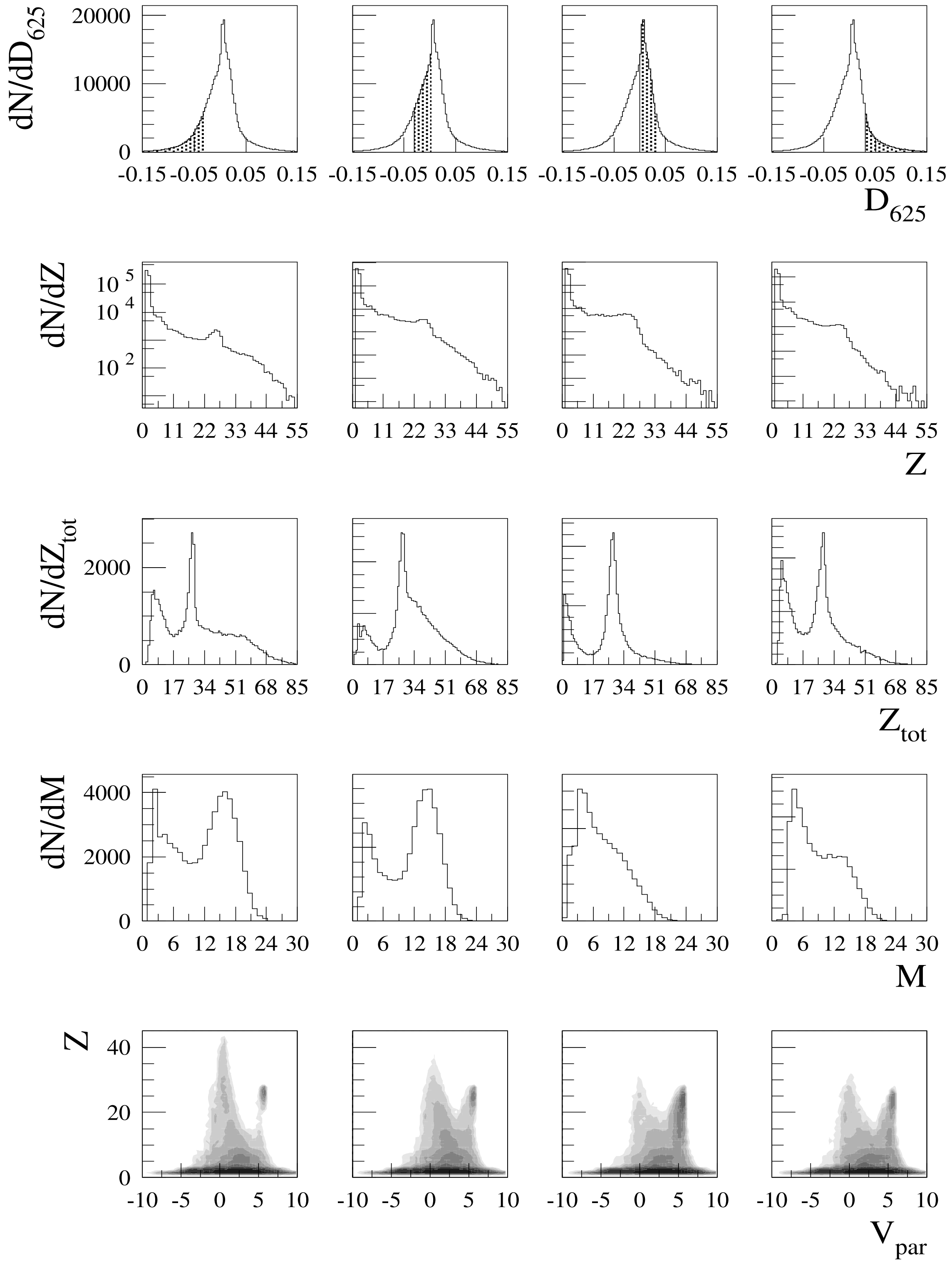

FIG. 3.10 – **Ni+Au 32*A* MeV.** *Évolution des caractéristiques des collisions en fonction de leur position sur l'axe D_{625}. 1^{ere} ligne, distribution de D_{625}, les zones grisées représentent les tranches retenues pour les variables suivantes: 2^{eme} ligne, distributions de charge; 3^{eme} ligne, distributions de multiplicités totales; 4^{eme} ligne, corrélation charge/vitesse parallèle dans le centre de masse.*

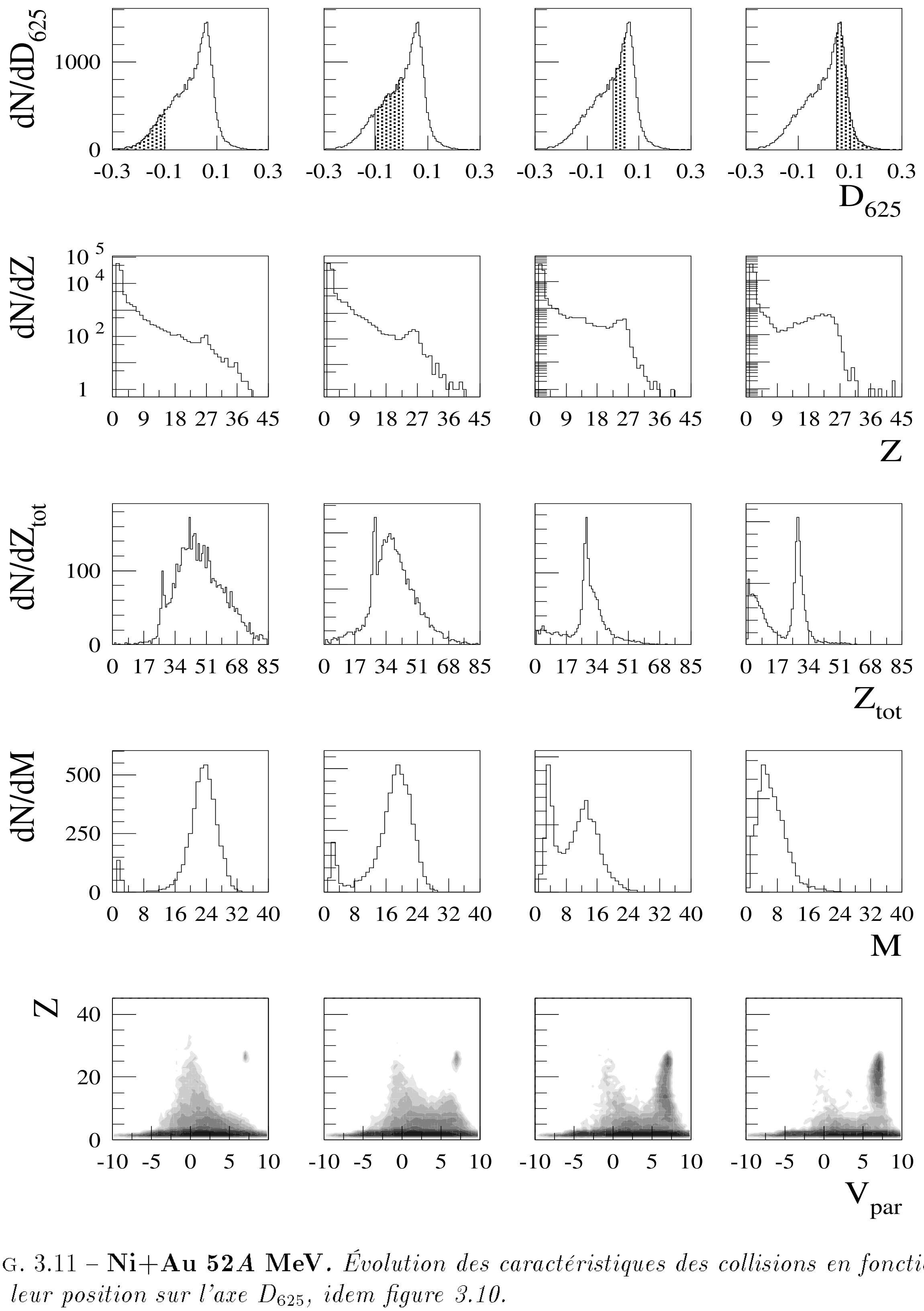

FIG. 3.11 – **Ni+Au 52*A* MeV.** *Évolution des caractéristiques des collisions en fonction de leur position sur l'axe D_{625}, idem figure 3.10.*

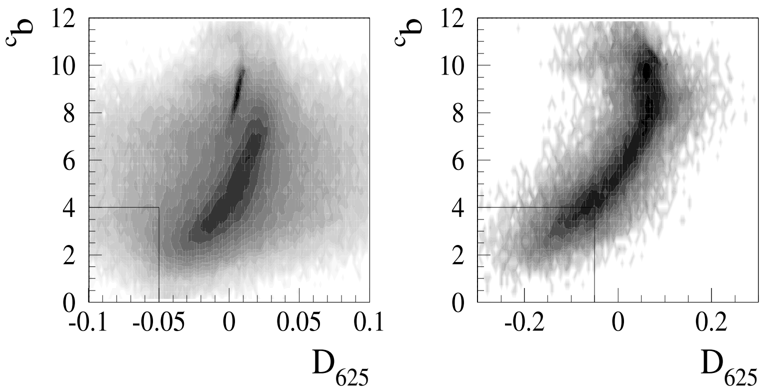

FIG. 3.12 – *Événements expérimentaux: corrélations entre la chimère du paramètre d'impact et D_{625},* Ni+Au *à 32A MeV (gauche) et 52A MeV (droite).*

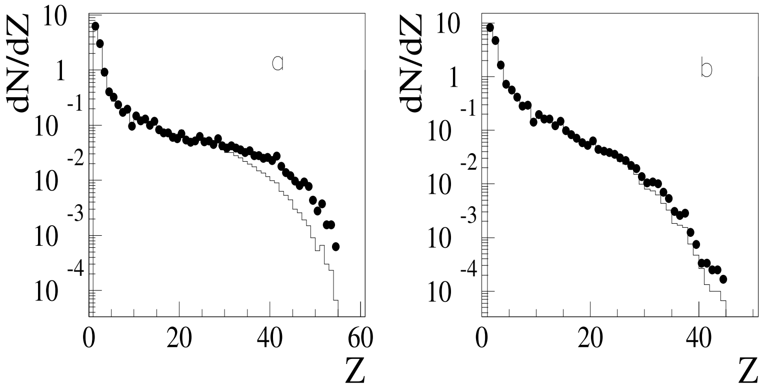

FIG. 3.13 – *Événements SMM, pour* Ni+Au *32A MeV (a) et 52*A *MeV (b). Distributions de charge sans sélection (traits continus) et retenus par $D_{625} < -0.05$ (points), normalisées au nombre d'événements.*

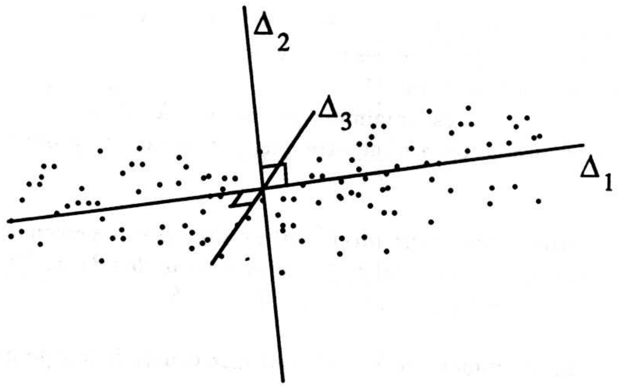

FIG. 3.14 – *Exemple à trois dimensions. Les axes Δ_1, Δ_2, et Δ_3 sont les axes principaux du nuage. Extrait de [Des94].*

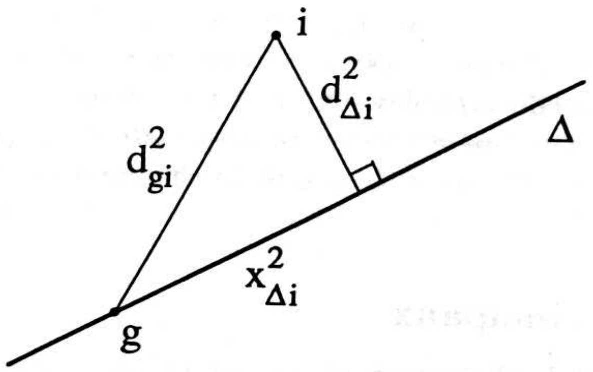

FIG. 3.15 – *Décomposition de l'inertie totale. L'inertie totale par rapport au point g est égale à la somme de l'inertie $I_\Delta = \sum_{i=1}^{n} md^2_{\Delta i}$ du nuage par rapport à Δ et de l'inertie $I_{proj\Delta} = \sum_{i=1}^{n} mx^2_{\Delta i}$ du nuage projeté sur Δ. Extrait de [Des94].*

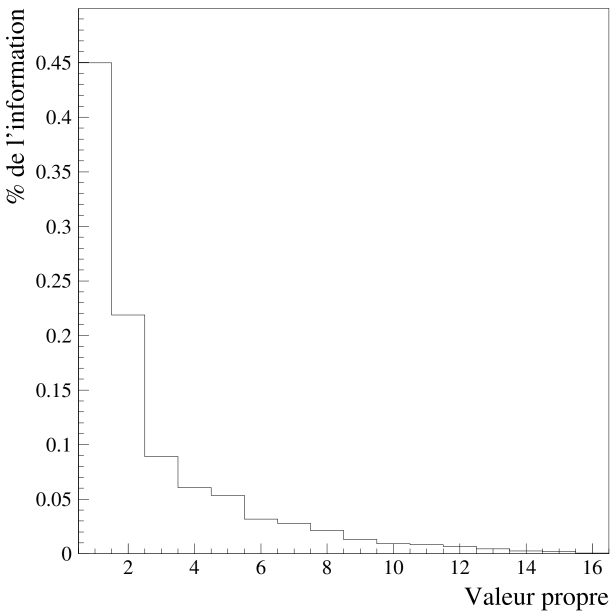

FIG. 3.16 – **Ni+Ni 32A MeV.** *Spectre des valeurs propres de la première ACP.*

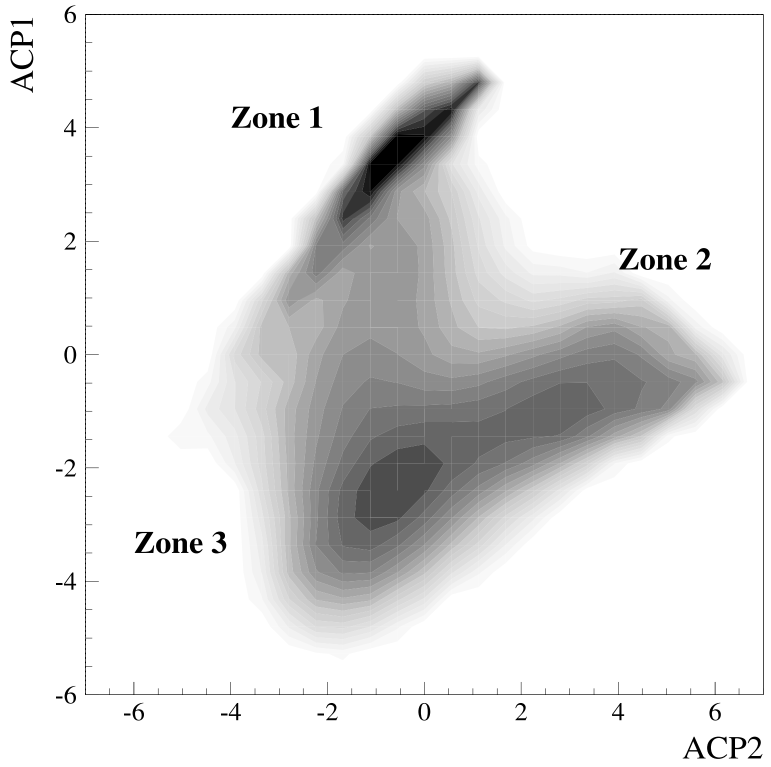

FIG. 3.17 – **Ni+Ni 32A MeV.** *Projection des événements dans le plan principal de l'ACP, défini par les axes ACP1 et ACP2.*

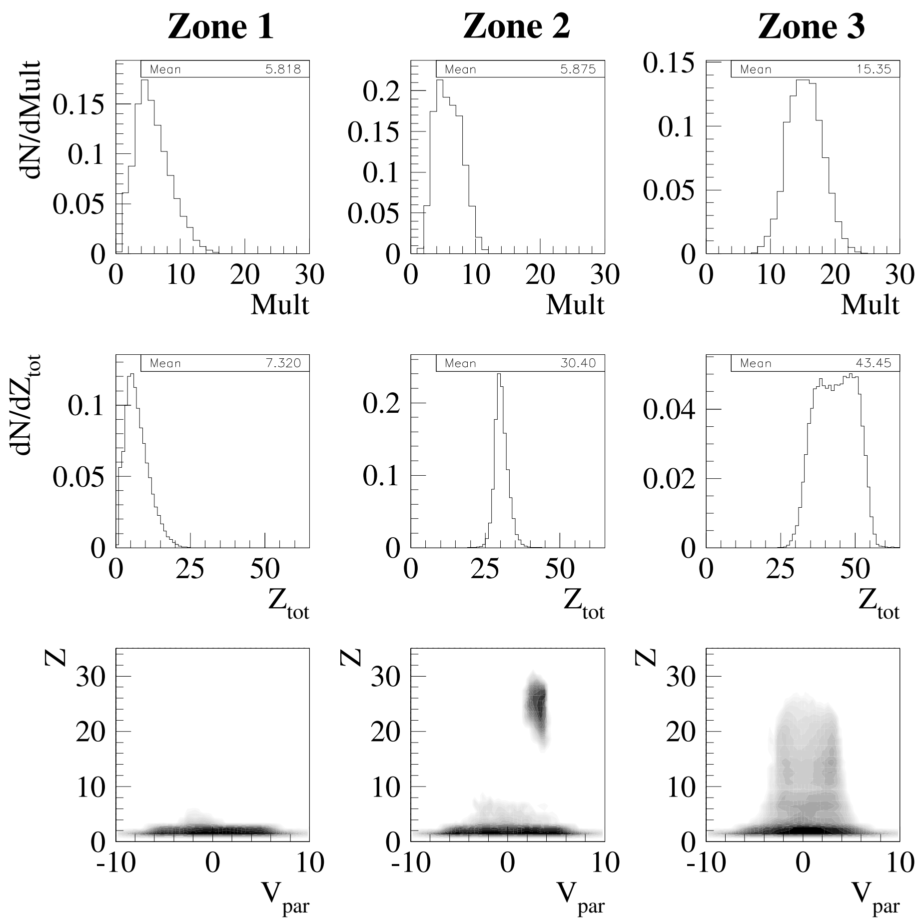

FIG. 3.18 – **Ni+Ni 32*A* MeV.** *Caractéristiques principales des collisions regroupées dans les trois zones du plan principal de l'ACP définies dans la figure 3.17: distributions de multiplicités totales (1^{ere} ligne), de charge totale détectée (2eme ligne), et corrélation charge/vitesse parallèle dans le centre de masse (3eme ligne).*

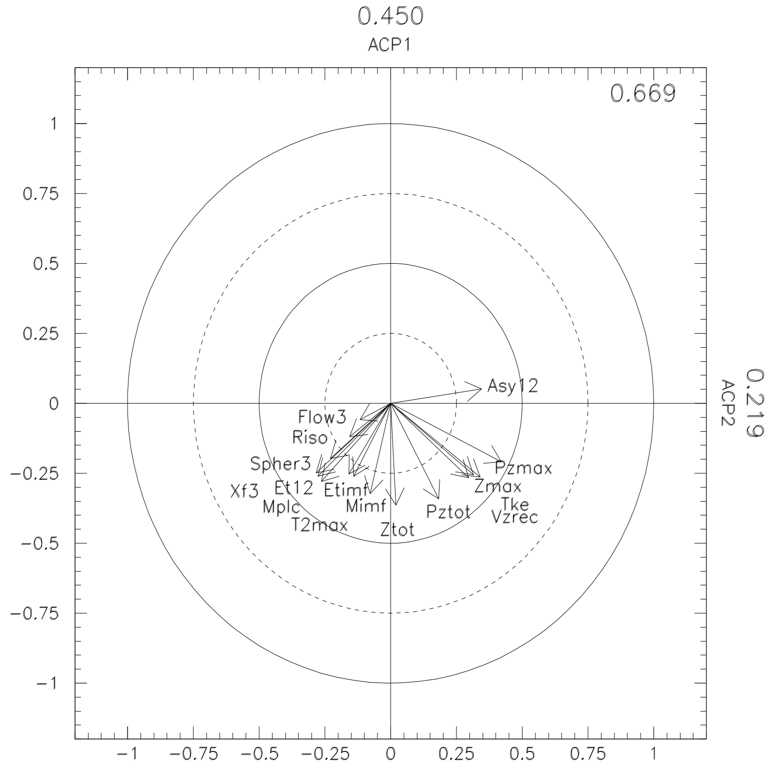

FIG. 3.19 – **Ni+Ni 32*A* MeV.** *Projection des vecteurs de base dans le plan de l'ACP.*

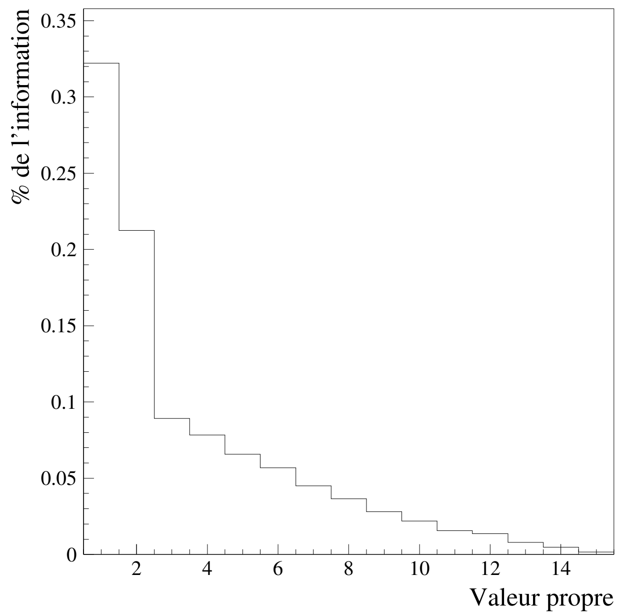

FIG. 3.20 – **Ni+Ni 32*A* MeV.** *Spectre des valeurs propres de la seconde ACP effectuée sur les événements de la zone 3 (voir figure 3.18).*

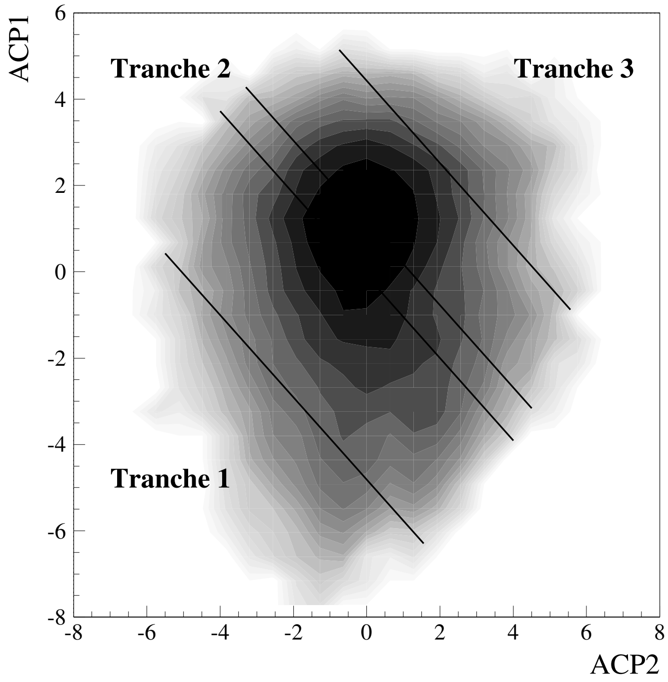

FIG. 3.21 – **Ni+Ni 32*A* MeV.** *Projection des événements de la zone 3 dans le plan de la seconde ACP. Les différentes tranches sont analysées figure 3.23.*

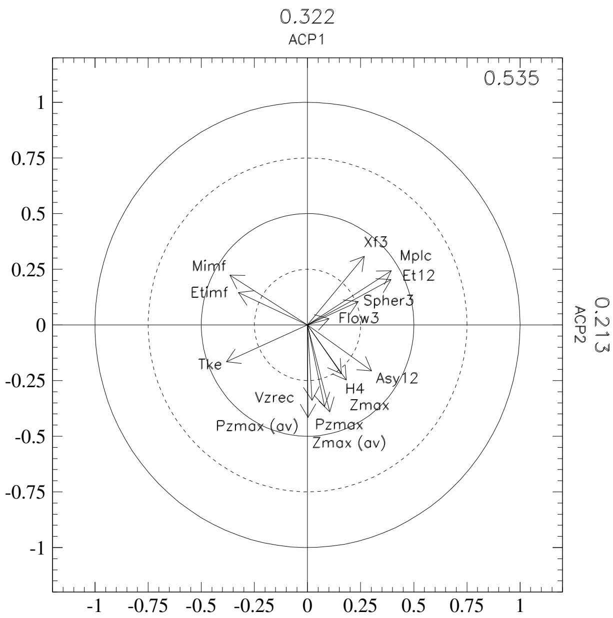

FIG. 3.22 – **Ni+Ni 32*A* MeV.** *Projection des vecteurs de base dans le plan de la seconde ACP.*

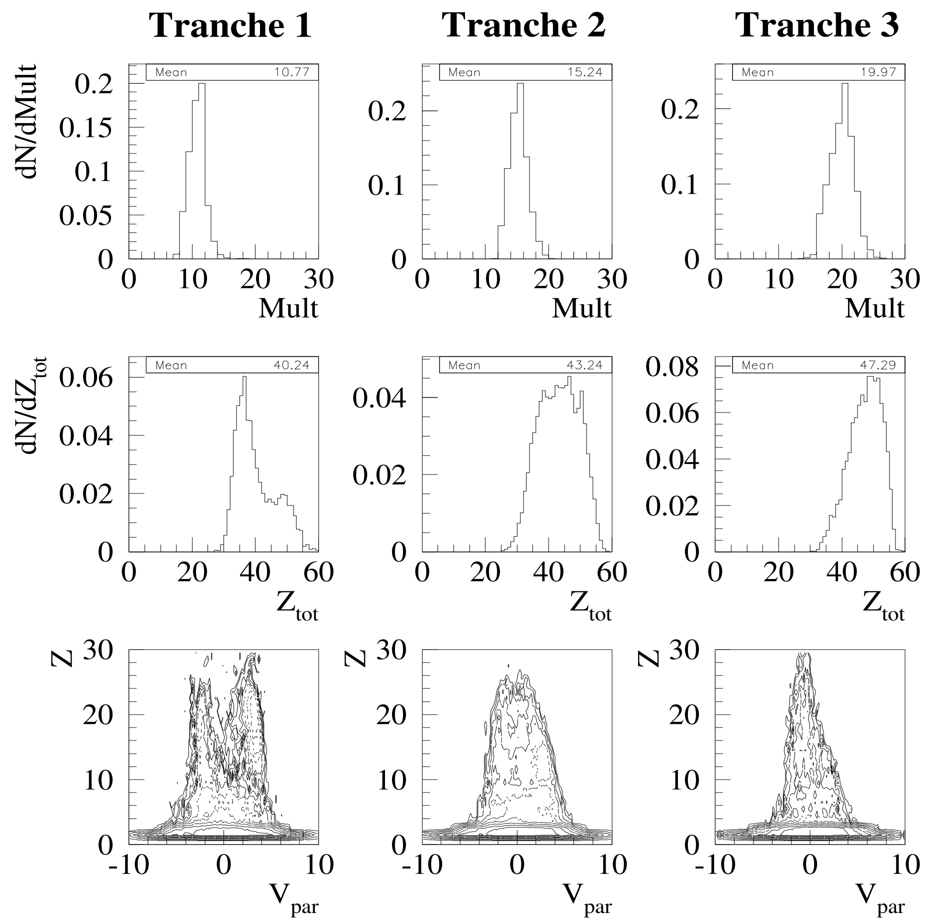

FIG. 3.23 – **Ni+Ni 32*A* MeV**. *Caractéristiques principales des collisions contenues dans les trois tranches effectuées dans le plan principal de la seconde ACP et définies dans la figure 3.21: distributions de multiplicités totales (1^{ere} ligne), de charge totale détectée (2eme ligne), et corrélation charge/vitesse parallèle dans le centre de masse (3eme ligne).*

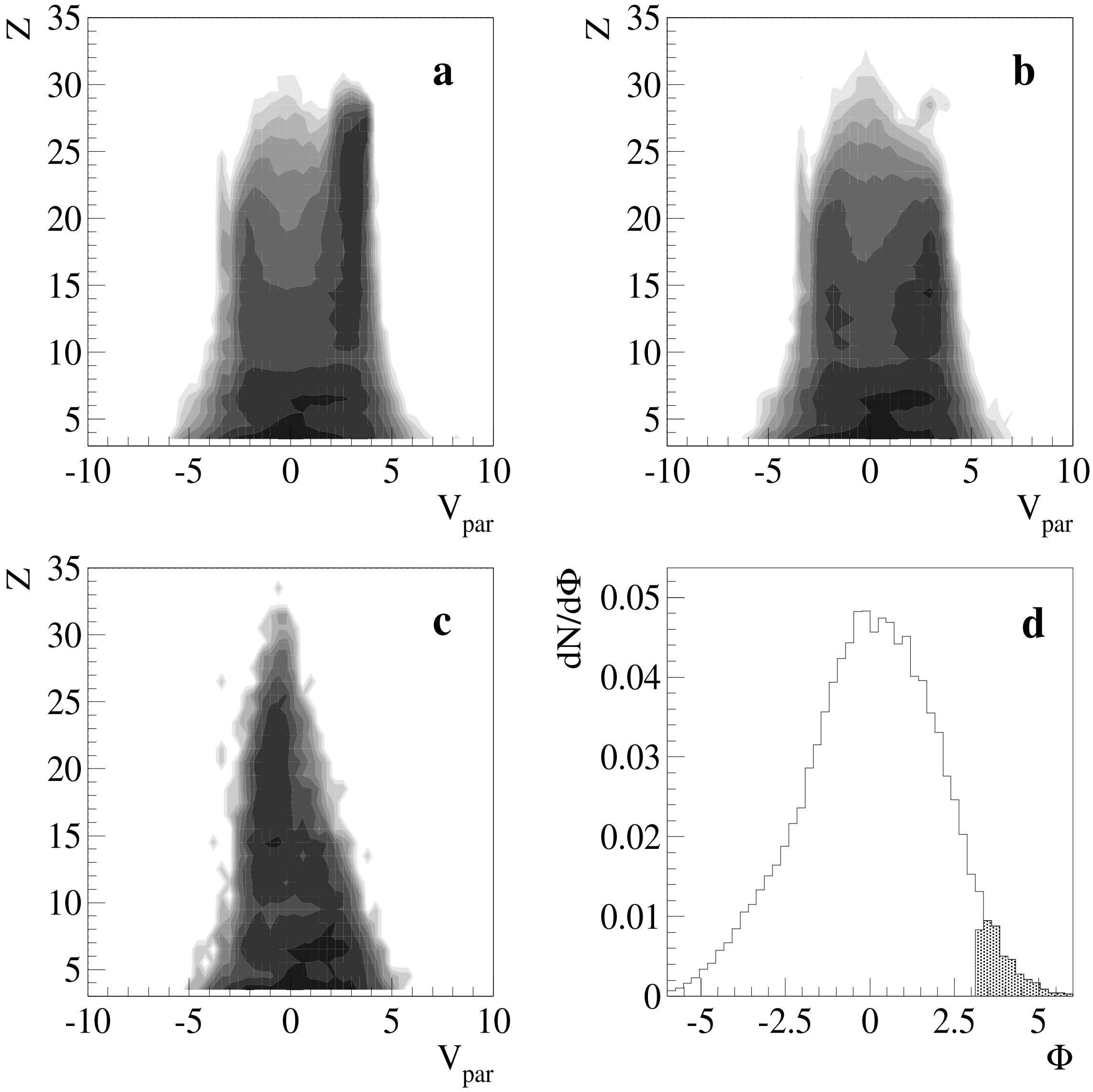

FIG. 3.24 – **Ni+Ni 32*A* MeV.** *Diagrammes Z/V_{par} (dans le centre de masse) pour tous les événements sans sélection (a), pour les événements retenus pour faire la seconde ACP (b) et pour le lot monosource retenu (c). Le graphe (d) représente la distribution de la variable Φ, bissectrice du plan principal de la seconde ACP. La zone grisée correspond à la sélection monosource.*

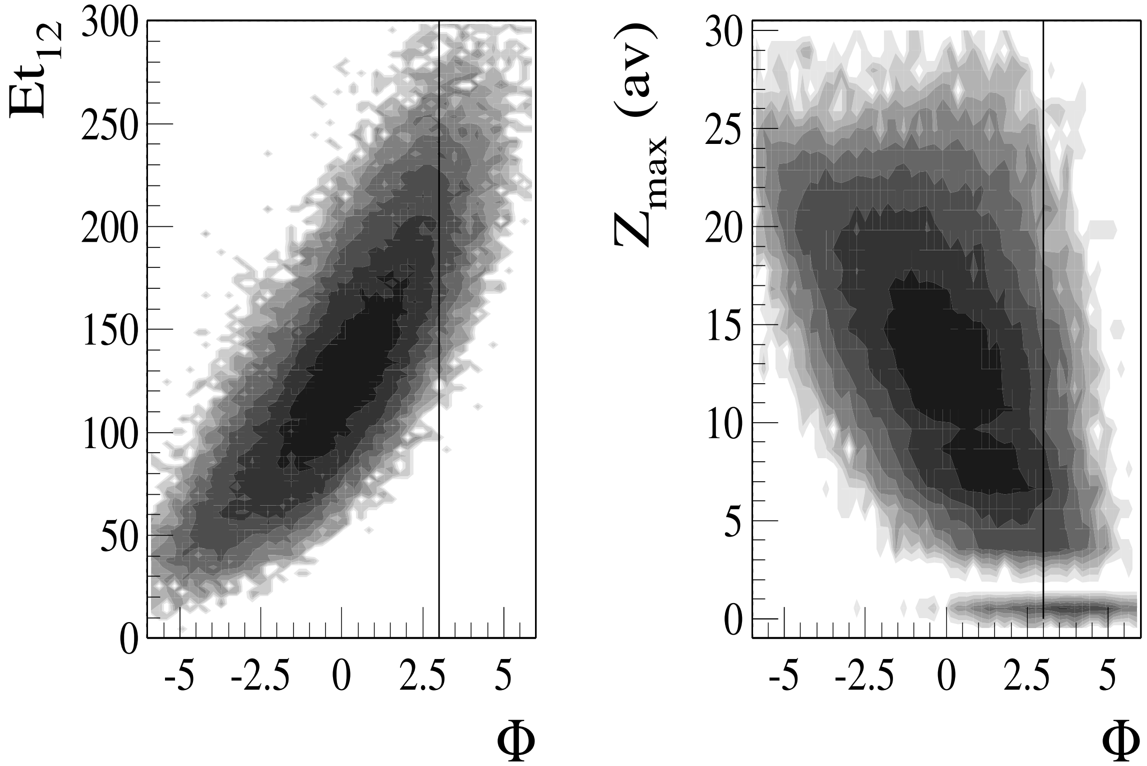

FIG. 3.25 – **Ni+Ni 32*A* MeV, *événements retenus pour faire la seconde ACP.*** *À gauche, corrélation entre l'énergie transverse des particules légères Et_{12} et la variable Φ. À droite, corrélation entre la plus grosse charge à l'avant du centre de masse $Z_{max}(av)$ et Φ. Pour chaque graphique, la sélection monosource correspond à la zone à droite du trait vertical. L'accumulation à $Z_{max}(av) = 0$ correspond au cas où le plus gros fragment est inférieur à 3.*

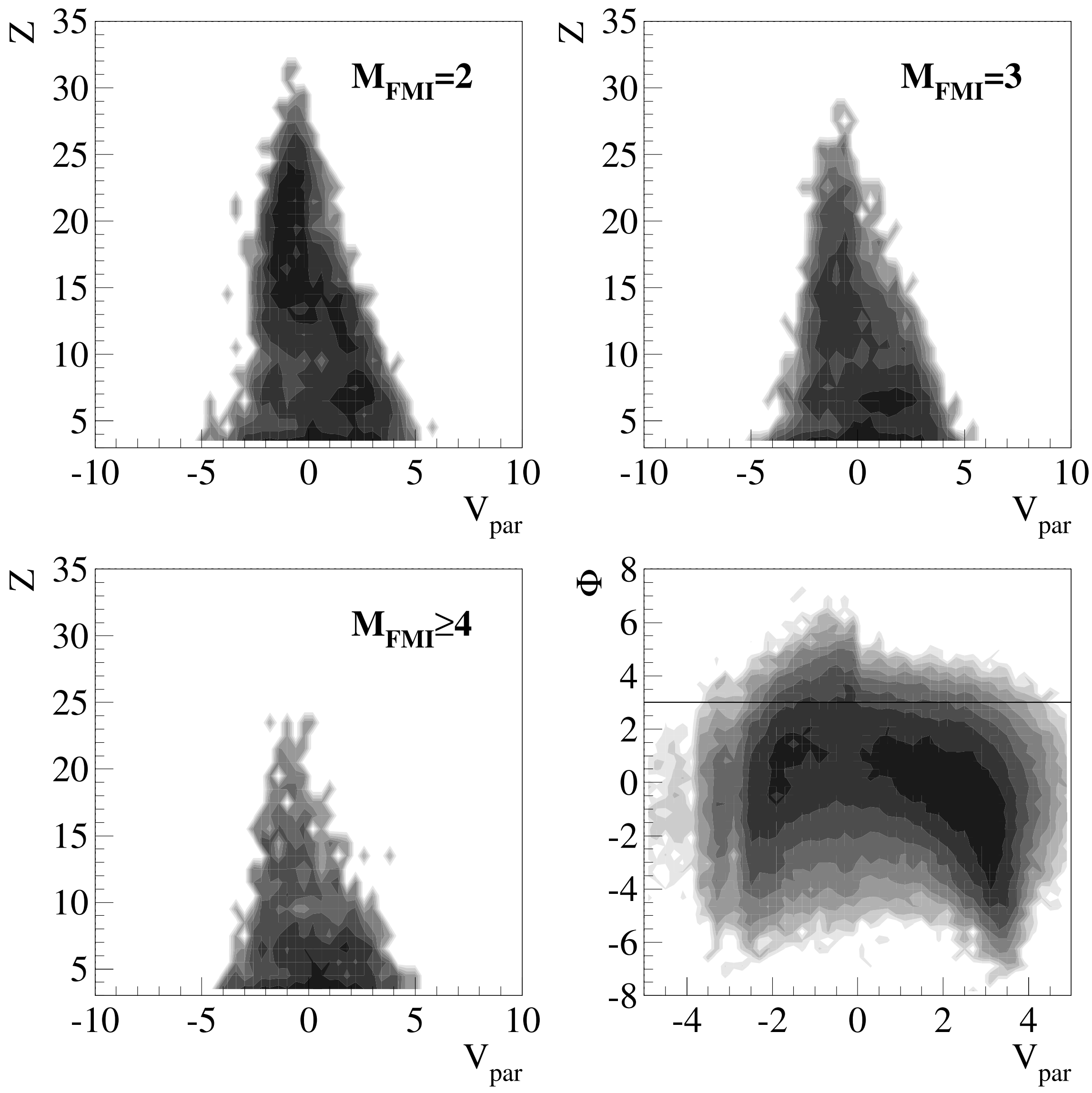

FIG. 3.26 – **Ni+Ni 32*A* MeV.** *Diagrammes* Z/V_{par} *pour le lot monosource, et pour une multiplicité de fragments* $M_{FMI} = 2$ *(a),* $M_{FMI} = 3$ *(b) et* $M_{FMI} \geq 4$ *(c). Le graphe (d) représente, pour tous les événements de la seconde ACP, la corrélation entre la variable* Φ *et la vitesse parallèle dans le centre de masse de chaque fragment, pondérée par la charge du fragment (i.e. diagramme bidimensionnel dont l'axe z est la densité de charge des fragments). Le lot monosource se situe au-dessus du trait horizontal.*

Chapitre 4

Caractérisation des événements

Ce chapitre se concentre sur les lots d'événements centraux monosources sélectionnés au chapitre précédent. Les analyses suivantes doivent nous permettre de conforter la qualité de la sélection, et d'affiner leur caractérisation en obtenant des informations sur les différentes étapes des collisions. En se fondant sur les résultats théoriques et expérimentaux actuels, voici une récapitulation schématique de notre vision d'une collision centrale menant à la multifragmentation d'une source unique.

Les premiers instants de la collision sont dominés par l'interpénétration des deux sphères nucléaires. Durant cette phase de quelques dizaines de fm/c les collisions nucléon-nucléon sont probables et la cinématique de ces réactions permet à certains nucléons d'échapper au milieu nucléaire, formant ainsi la composante dite de pré-équilibre [Ler85, Bon80]. Ce phénomène se traduit expérimentalement par la présence de particules légères de grande énergie [Ger97, Con00], et par des distributions angulaires favorisant les petits et grands angles par rapport à la direction du faisceau. Si l'on s'attend naturellement à des protons (et neutrons) de pré-équilibre, on constate la présence de particules plus lourdes (deutons, tritons, alphas) ayant les propriétés décrites précédemment, également attribuées à un phénomène hors équilibre mais dont l'interprétation est plus difficile.

Le choc de la collision entraîne également une compression de la matière des deux noyaux incidents, menant le système de "quasi-fusion" vers des densités supérieures à la densité de saturation. Par réaction mécanique à la compression initiale, la source formée subit alors une phase d'expansion isentrope [Lop84, Jou97], et atteindre de faibles densités, de l'ordre de $\rho_o/3$ à $\rho_o/6$ environ. Quelques particules légères peuvent être émises durant cette phase par émission de surface [LeN99]. En général les codes statistiques reproduisent correctement les caractéristiques statiques des collisions centrales (distributions de charge par exemple) mais sous-estiment l'énergie cinétiques des fragments; c'est ce désaccord qui est interprété comme le signe de la présence d'énergie d'expansion dont la prise en compte rétablit l'accord données/simulation (voir par exemple [Bow91, Hag92]). Les particules légères peuvent aussi être utilisées pour mettre en évidence cette expansion [Pog95, Hag00].

À ce stade de faible densité, si l'énergie d'excitation de la source est suffisante, le système se brise en fragments et particules légères. Il n'est pas question ici d'aborder le mécanisme responsable de la brisure de la source (nous en donnerons une interprétation possible grâce aux prochains chapitres de ce mémoire). Le phénomène d'expansion se poursuit, et tant que les fragments sont suffisamment proches les uns des autres, et peuvent encore interagir par la force nucléaire, des phénomènes de coalescence entre fragments sont possibles. On définit alors le *freeze-out* comme étant l'instant où la distance entre les fragments rend l'interaction nucléaire inopérante. Les partitions sont alors définitives - on parle parfois de gel chimique -, et les produits de réactions n'interagissent plus que par la force coulombienne. Ces partitions sont un ensemble de noyaux chauds qui se désexcitent secondairement avant d'atteindre les détecteurs.

Ce scénario type va nous servir de référence au cours du chapitre que nous entamons.

4.1 Système Ni+Ni 32A MeV

Rappelons que les événements centraux de ce système ont été sélectionnés par ACP (chapitre 3.2.4). Le lot retenu regroupe les collisions les plus violentes.

4.1.1 Variables statiques

Une première idée des collisions retenues est fournie par les variables statiques, à l'interprétation relativement simple (voir figure 4.1).

Parmi tous les événements du plan de la seconde ACP (figure 3.21 page 55), notre sélection finale favorise ceux ayant un grand Z_{tot}, alors que cette variable ne figurait pas dans les observables de base. On retrouve simplement la corrélation entre la violence (grandes multiplicités ou énergie transverse) et la qualité de la détection pour les collisions les plus centrales, qui rendait a priori inutile de joindre des variables de détection à des variables de violence pour la seconde ACP.

Ces événements présentent une assez grande multiplicité de particules légères avec $< M_{PLC} >= 17$, mais un nombre de fragments limité, $< M_{FMI} >= 2.8$, avec 2 comme valeur la plus probable. Nous sommes là confrontés à la petite taille du système, puisque la multifragmentation stricto sensu (production d'au moins trois fragments) n'est pas la voie dominante.

La distribution de Z_{max} semble être la somme de deux contributions. Ceci est confirmé par le diagramme Z_{max2}/Z_{max}. Les événements s'étendent de la zone de fragmentation relativement symétrique ($Z_{max} < 15$, et $5 < Z_{max2} < 15$) vers la zone où la différence de taille entre les deux plus gros fragments est plus importante ($Z_{max} \approx 21$). Ces deux contributions se distinguent par deux pics très nets centrés sur 0.4 et 0.8 dans la distribution de l'asymétrie $Asy123$ (calculée avec les FMI et PLC).

Toutefois en examinant les distributions $Asy12$ et $Asy123$ on constate qu'il existe une grande variété de fragmentations. On peut conjecturer la coexistence d'événements de type multifragmentation stricto sensu (fragmentation plutôt symétrique) et de type fragmentation asymétrique. C'est ce qui est attendu dans le cadre d'une transition de phase pour un système fini [Cho01].

4.1.2 Variables cinématiques

Les calculs cinématiques sont souvent pertinents dans le centre de masse de l'émetteur. Celui-ci n'est pas exactement le centre de masse théorique, valable pour la fusion complète, à cause du pré-équilibre. Sa reconstruction peut être menée événement par événement, en utilisant les fragments moins affectés par le pré-équilibre. Dans le cas du système Ni+Ni, la vitesse de recul des fragments est proche de la vitesse du centre de masse théorique:

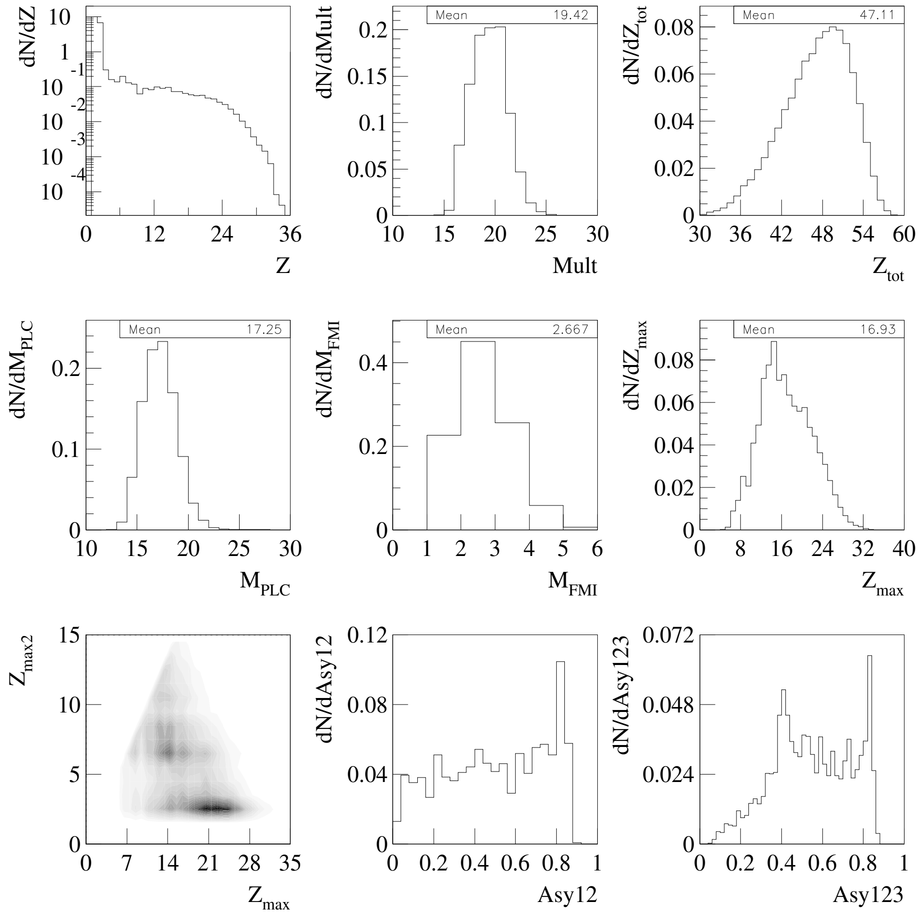

FIG. 4.1 – **Ni+Ni 32A MeV.** *Événements monosources. 1^{ere} ligne: distributions de charge, de multiplicité totale et de charge totale détectée. 2^{eme} ligne: multiplicités de particules légères chargées et de fragments, distribution de Z_{max}. 3^{eme} ligne: corrélation entre le deuxième plus gros fragment et le plus gros, distributions d'asymétries $Asy12$ et $Asy123$.*

vitesse de recul moyenne de 3.8 cm/ns (RMS=0.77 cm/ns). Nous conservons donc la valeur théorique car elle constitue un référentiel unique pour tous nos événements.

Les diagrammes V_{per}/V_{par} de la figure 4.2, construits pour les protons et les fragments, sont compatibles avec une émission de particules par désexcitation d'une source de quasi-fusion voyageant à la vitesse du centre de masse. La zone vide est due aux seuils et aux modules défectueux.

La distribution d'énergie cinétique en fonction de la charge est conforme à ce que l'on attend, avec une diminution pour les gros fragments qui sont proches du centre de masse. L'énergie transverse est calculée avec les particules légères. Sa distribution correspond bien aux valeurs les plus élevées. De plus la sélection dans le plan ACP n'a provoqué aucune coupure franche dans la distribution de cette observable.

Les distributions angulaires des particules légères affichent une anisotropie. Elle est faible pour les protons et assez nette pour les alphas, pour lesquels le surplus de particules se situe à l'avant du centre de masse. Le système Ni+Ni étant symétrique, une partie de ce surplus provient certainement de la topologie des événements (distribution angulaire du plus gros fragment). Mais une autre partie peut provenir d'une émission de pré-équilibre dont nous devrons tenir compte dans nos calculs d'énergie d'excitation.

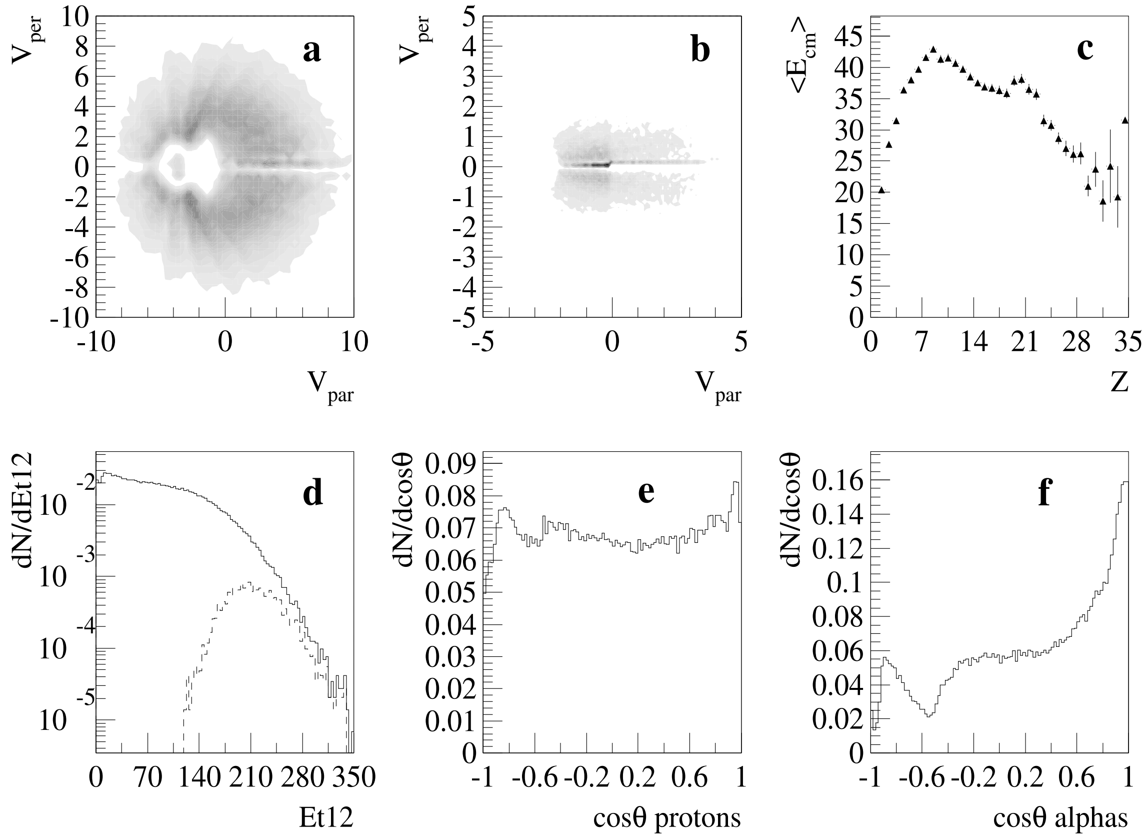

FIG. 4.2 – **Ni+Ni 32A MeV.** *Événements monosources.* 1^{ere}*ligne : Vitesse perpendiculaire en fonction de la vitesse parallèle dans le centre de masse pour les protons (a) et les fragments (b), énergie cinétique moyenne dans le centre de masse en fonction de la charge (c).* 2^{eme}*ligne : distribution d'énergie transverse pour tous les événements sans sélection (trait continu) et pour le lot ACP (d), distribution angulaire des protons (e), et alphas (f).*

4.1.3 Énergie d'excitation

La méthode de calorimétrie que nous allons employer va nous permettre de calculer événement par événement l'énergie d'excitation des sources formées. Pour les besoins de ce calcul nous reconstruirons également la taille de la source. Nous venons de voir que l'ACP avait collecté un lot majoritairement complet en charge. Dans la suite nous allons travailler avec les événements complets à 80% puisque ceux-ci sont suffisamment nombreux.

a- Émissions de pré-équilibre

Nous venons de voir que les distributions angulaires des particules légères montraient un surcomptage aux petits et grands angles. Il est probable qu'une fraction de ces particules ait été émise avant la formation de la source de quasi-fusion. La calorimétrie doit prendre en compte uniquement les particules provenant de la source elle-même, il faut donc trouver un critère d'élimination du pré-équilibre. L'hypothèse que nous allons formuler pour le système Ni+Ni est que le nombre de particules de pré-équilibre est négligeable entre 60 et 120 degrés dans le centre de masse. La contribution totale des particules légères est alors obtenue événement par événement en doublant la contribution de ce domaine angulaire transverse, afin d'intégrer tout l'angle solide.

Nous notons pour la suite Z_{tot}^{legers} la charge totale des particules légères entre 60 et 120 degrés multipliée par deux.

En revanche tous les fragments sont inclus: Z_{tot}^{FMI} est la charge totale des fragments détectés.

b- Calcul de l'énergie d'excitation

Concrètement pour chaque événement l'énergie d'excitation E^* est donnée par: $E^* = E_1 + E_2 + Q + E_{gamma}$,

avec:

E_1, l'énergie cinétique totale des particules chargées émises par la source;

E_2, l'énergie cinétique totale des neutrons émis par la source;

Q, le bilan en masse;

E_{gamma}, l'énergie résiduelle émise par rayonnement gamma et estimée à 2 MeV.

La taille de source Z_S est obtenue par: $Z_S = Z_{tot}^{legers} + Z_{tot}^{FMI}$ et sa masse est calculée en supposant que le rapport A/Z de la source est celui du système initial, d'où $A_S = (\frac{A}{Z})_{Ni+Ni} Z_S$. Cette hypothèse provient de travaux ayant montré que le rapport N/Z de la source et celui du système étaient très proches [Mar98].

Le calcul le plus délicat concerne les neutrons puisqu'ils ne sont pas détectés. La masse des fragments détectés est obtenue avec une formule décrivant la vallée de stabilité. Ainsi le nombre de neutrons M_n est déduit de la différence entre la masse totale détectée et la masse de la source. Leur énergie moyenne événement par événement est déterminée en résolvant l'équation du second degré en T où T désigne une pseudo-température du bain thermique [Wad89]: $E^* = aT^2 = E_1 + Q + E_{gamma} + 2\alpha T M_n$, avec a le paramètre de densité de niveaux pris égal à $A_S/8$. Normalement $\alpha = 1$, et l'on retrouve l'expression connue de l'énergie moyenne du gaz de particules pour une émission de volume. Mais nous avons fixé $\alpha = 0.75$ afin de tenir compte de toute la chaîne de désexcitation.

L'énergie d'excitation obtenue est de 7.5 ± 1.7 A.MeV, c'est-à-dire une valeur proche de l'énergie par nucléon disponible initialement. Ce résultat est conforme à ce que l'on attend d'un système symétrique [Sal97]. La taille moyenne de la source est $< Z >= 45$.

c- Comparaison avec SMM.

Deux motivations majeures rendent la comparaison de nos données avec un code statistique indispensable. Tout d'abord nous souhaitons valider notre méthode calorimétrique. Ensuite, il faut garder à l'esprit notre objectif, qui est d'étudier les transitions de phase. Ces phénomènes supposent qu'à un instant donné de la collision, le système ait atteint l'équilibre thermodynamique. Malheureusement, il n'existe aucun moyen de prouver cet équilibre, et nous sommes contraints de confronter nos données avec un code statistique.

Nous mettons donc SMM à contribution. La taille de source est fixée à $Z = 45$, la densité au freeze-out est fixée à $\rho_o/3$ (un tiers de la densité de saturation) et les trois énergies d'excitation essayées sont de $4A$, $5A$ et $6A$ MeV. Pour que la comparaison soit valide les événements expérimentaux utilisés ont une énergie d'excitation de $\pm 10\%$ autour de la valeur moyenne ($7.5A$ MeV). La figure 4.3 permet de comparer les distributions de charge expérimentales avec celles des trois calculs SMM filtrés.

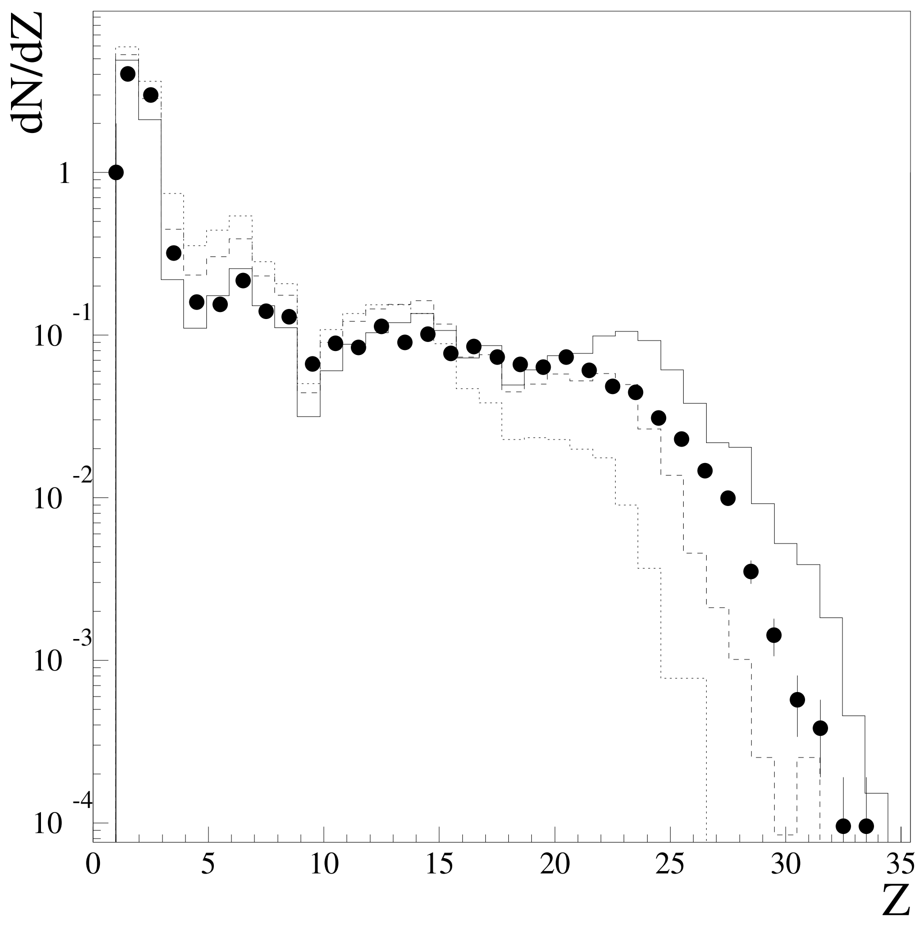

FIG. 4.3 – *Distributions de charge pour les collisions centrales* Ni+Ni *32A MeV,* $Z_{tot} \geq 80\%$ *(points noirs), et pour SMM: trait plein,* $E^* = 4A$ *MeV; tirets,* $E^* = 5A$ *MeV; pointillés,* $E^* = 6A$ *MeV.*

Cette figure montre que les données sont compatibles avec l'équilibre thermodynamique. Toutefois l'accord est obtenu avec une énergie d'excitation thermique de $5A$ MeV environ; la comparaison des distributions SMM avec $4A$ et $6A$ MeV excluant définitivement une valeur de $7.5A$ MeV pour les données.

Nous en déduisons que notre valeur de l'énergie d'excitation contient une partie non thermique, attribuable a priori à deux effets: une pollution persistante de particules émises avant la cassure du système, y compris dans le domaine angulaire transverse; et éventuellement une énergie d'expansion radiale.

Pour supprimer plus efficacement les particules étrangères à la source, nous adoptons la prescription de [LeN99] qui consiste à supprimer:

- les protons et deutons de plus de 30 MeV,
- les tritons de plus de 50 MeV,
- tous les helium 3.

Une simulation EES [Fri90] pour les monosources du système Xe+Sn à $32A$ MeV situe en effet l'origine de ces particules à la phase d'expansion de la source durant laquelle elles sont produites par émission de surface. En première approximation nous pouvons supposer que ces calculs sont valables pour Ni+Ni à $32A$ MeV (système symétrique et même énergie de bombardement que Xe+Sn $32A$ MeV).

L'énergie d'excitation moyenne devient alors $E^*/A \approx 6.0 \pm 1.4$ MeV. Nous devenons donc compatibles avec les calculs SMM précédents sans pour autant atteindre les 5A MeV où l'accord avec SMM est optimal.

4.1.4 Énergie d'expansion

La compression subie par la matière nucléaire lors des premiers instants de la collision peut induire une phase d'expansion de la source. Ce phénomène se traduit par une énergie d'expansion. La comparaison de nos données avec SMM va nous permettre de l'évaluer.

La simulation SMM (non sélectionnée par ACP) avec comme paramètres d'entrée $Z = 45$, $E^* = 5A$ MeV et $V = 3V_o$ reproduit la distribution de charge expérimentale de manière satisfaisante. Mais l'accord entre expérience et SMM cesse lorque l'on regarde des variables cinématiques: l'énergie moyenne des fragments dans le centre de masse est sous-évaluée (figure 4.4 gauche).

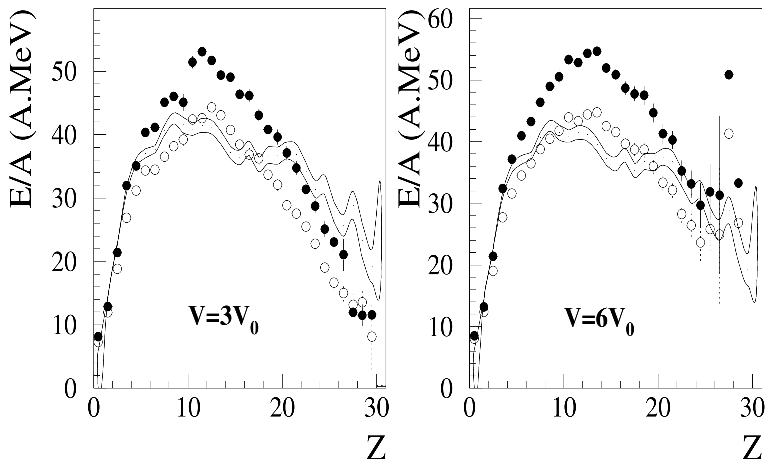

FIG. 4.4 – **Ni+Ni 32A MeV** *($Z_{tot} \geq 80\%$). À gauche: énergie cinétique moyenne en fonction de la charge, pour les données (lignes), et SMM avec $E_{expansion} = 0.3A$ MeV (ronds blancs) et $E_{expansion} = 0.8A$ MeV (ronds noirs). À droite: idem, avec $E_{expansion} = 0.8A$ MeV (ronds blancs) et $E_{expansion} = 1.3A$ MeV (ronds noirs).*

Nous pouvons ajouter dans SMM une énergie d'expansion, dite aussi de flot radial, autosimilaire. Dans SMM l'énergie d'expansion est décorrélée de l'énergie requise pour produire les partitions: la distribution de charge est la même pour un calcul à $E^* = 5.3A$ MeV avec $E_{expansion} = 0.3A$ MeV et un calcul avec $E^* = 5A$ MeV. La confrontation des données avec les résultats du calcul sont montrés dans la figure 4.4, pour deux volumes de freeze-out ($V = 3V_o$ et $V = 6V_o$). Ceci montre qu'une énergie d'expansion est nécessaire pour reproduire les énergies cinétiques des fragments. Bien que ce genre de spectre soit affecté par la sélection expérimentale (seconde ACP), nous pouvons en conclure qu'une énergie collective de $0,5A$ à $1A$ MeV est compatible avec les énergies des fragments.

Finalement, en soustrayant cette composante collective, l'énergie d'excitation thermique de nos monosources expérimentales est en accord avec SMM et les résultats de [Mas99] [1].

1. [Mas99] trouve $E^* = 5A$ $MeV \pm 1$ avec la sélection AFD différente de la nôtre et sans ôter une éventuelle composante d'expansion. Néanmoins la prise en compte du pré-équilibre dans leur bilan en masse permet d'obtenir une valeur d'environ 6A MeV.

4.1.5 Comparaison avec l'AFD

Ce paragraphe est destiné à prendre un peu de recul par rapport à nos méthodes de sélection. Deux méthodes ont été présentées pour le même système, dont une souffrait d'un biais de représentativité. Une brève comparaison des deux méthodes n'en est que plus justifiée.

L'étude des variables de fragmentation apporte un début de réponse évident. L'AFD favorisait les partitions asymétriques comportant un gros fragment, tandis qu'avec l'ACP nous englobons un ensemble de partitions à la fragmentation bien plus variée. L'examen de la projection des vecteurs de base de la seconde ACP dans le plan principal (figure 3.22) nous donne un indice supplémentaire.

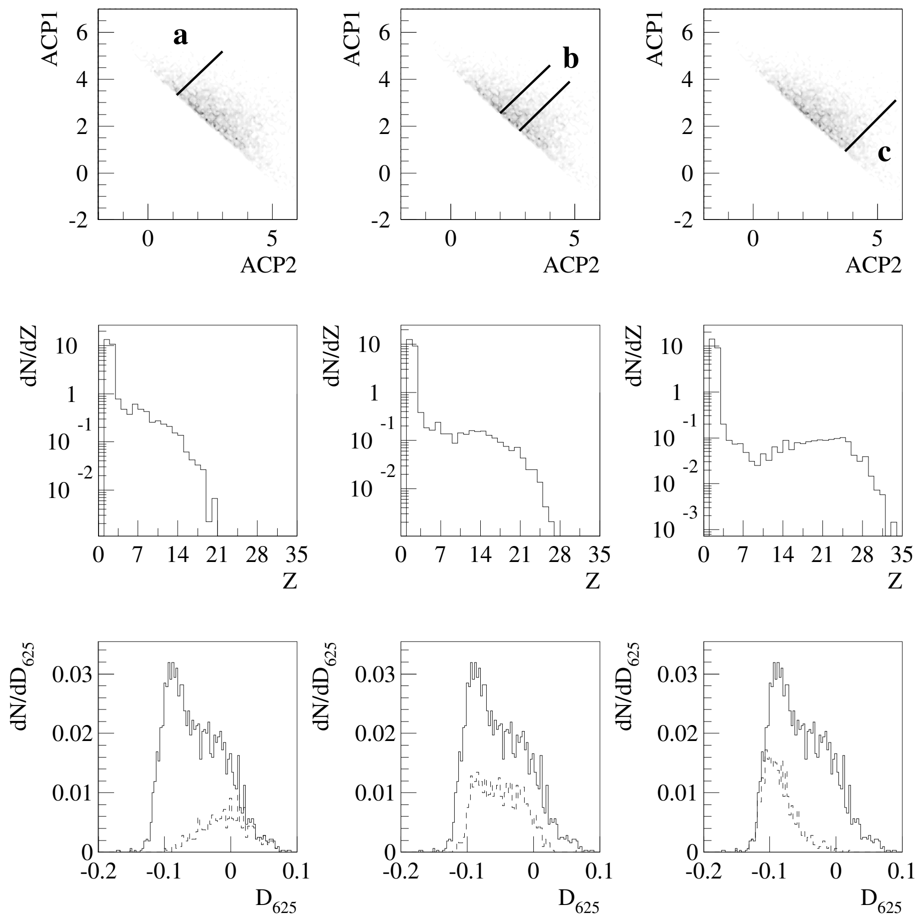

FIG. 4.5 – **Ni+Ni 32*A* MeV.** *Comparaison ACP/AFD: évolution de quelques distributions en fonction de la position dans la zone sélectionnée du plan de la seconde ACP (1^{ere} ligne): distributions de charge (2eme ligne), distributions de D_{625} (3eme ligne, traits pontillés). La D_{625} en trait continu correspond à tous les événements complets du plan de la seconde ACP.*

Le vecteur représentant la variable Z_{max} est en effet à peu près parallèle à la direction de la coupure qui définit le lot monosource (seconde ACP). Z_{max} n'est donc pas affecté par cette sélection. La figure 4.5 (ligne 2, distributions de charge) illustre l'évolution de la nature des partitions pour trois zones sélectionnées (a,b,c). Ces zones ont été définies pour présenter une évolution avec la D_{625} (ligne 3). Les partitions sont différentes pour les trois zones et nous voyons clairement que la sélection en D_{625} ($D_{625} < -0.08$) qui correspond à la zone c favorise des partitions très asymétriques. Rappelons que ce résultat est en accord avec un calcul SMM. Avec la sélection ACP, nous disposons donc bien d'un lot élargi, intégrant a priori tous les types de fragmentation des monosources Ni+Ni.

4.2 Système Ni+Au à 32A et 52A MeV

Ces événements ont été sélectionnés par AFD (chapitre 3.2.3). Nous allons caractériser ces lots d'événements de la même manière que pour Ni+Ni. Les FMI sont définis par $Z \geq 5$ pour Ni+Au. Comme nous le verrons, la complétude sur les systèmes Ni+Au est beaucoup moins bonne qu'en Ni+Ni. Cela implique une limitation quant à la comparaison des lots sélectionnés en Ni+Ni et Ni+Au.

4.2.1 Variables statiques

La charge totale détectée pour ces événements est très variable (figures 4.6 et 4.7) pour les deux systèmes, mais bien sûr atteint rarement le seuil de complétude, comme nous l'avions déjà remarqué (chapitre 2). Pour que les études suivantes aient un sens, nous avons conservé uniquement les événements vérifiant la condition $Z_{tot} \geq 65$, c'est-à-dire 60% environ de la charge totale initiale.

Plusieurs éléments laissent penser que nous avons affaire à des modes de fragmentation différents de 32A à 52A MeV. Tout d'abord les distributions de charge et de Z_{max} montrent la diminution de la taille des fragments à 52A MeV. Dans le même temps toutes les multiplicités moyennes augmentent en passant de 32A à 52A MeV, confirmant l'augmentation du degré de fragmentation.

Ces variables statiques pour Ni+Au à 32A MeV présentent globalement les mêmes caractéristiques qu'en Ni+Ni à 32A MeV. Des asymétries moyennes côtoient des plus élevées, ce qui est illustré par la corrélation entre les deux plus grosses charges et par l'asymétrie $Asy12$. La variable $Asy123$ ressemble beaucoup au cas Ni+Ni, puisque nous retrouvons une composante symétrique ($Asy_{123} \approx 0.4$) et une autre asymétrique ($Asy_{123} \approx 0.9$). Cependant la composante asymétrique disparaît en requérant une complétude de plus en plus forte. On peut donc se demander si cette composante asymétrique a une réalité physique. La comparaison entre Ni+Au 32A MeV et Ni+Ni 32A MeV est donc délicate car la complétude est très différente.

À 52A MeV, quelle que soit la charge totale recueillie, les fragments ont des charges plus voisines. Les distributions d'asymétrie sont en effet dominées par les faibles valeurs.

4.2.2 Variables cinématiques

a- Vitesse d'entraînement

Partant du principe que nous avons constaté l'existence d'émissions de pré-équilibre, ce sont les fluctuations événement par événement de l'importance de ce phénomène qui provoque les fluctuations de taille, de vitesse et d'énergie d'excitation de la source. Nos distributions expérimentales reflètent en partie ce phénomène, auquel s'ajoutent les erreurs dues aux méthodes de reconstruction et à la qualité de détection.

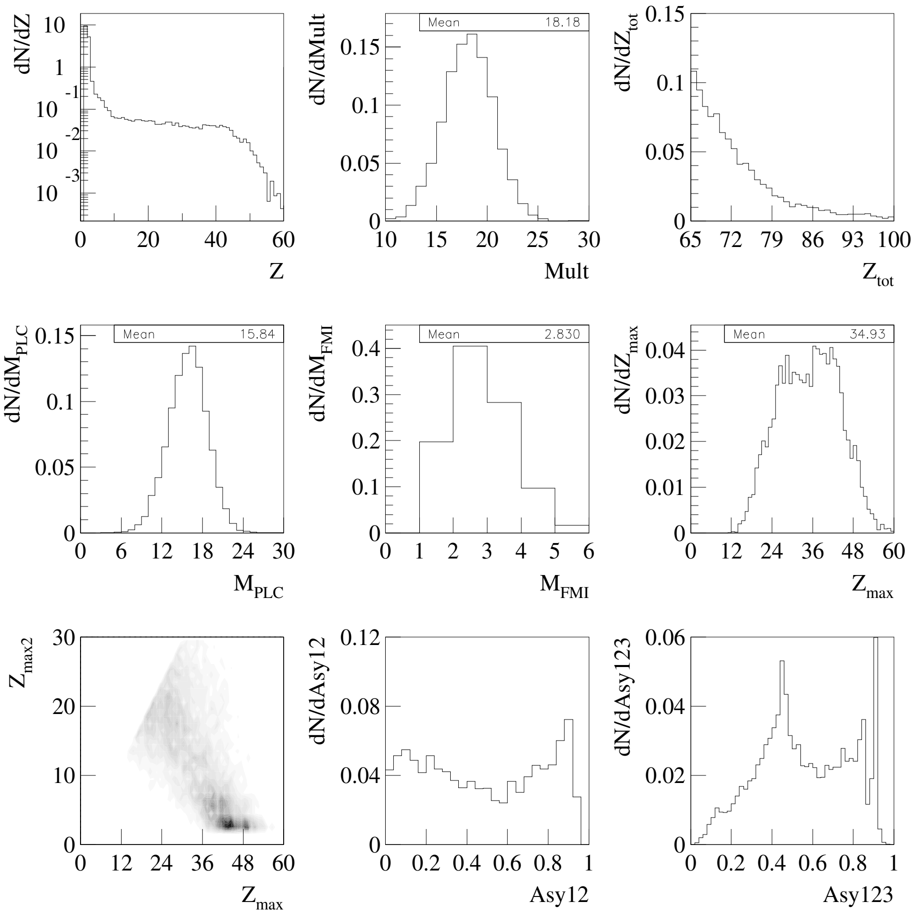

FIG. 4.6 – **Ni+Au 32A MeV.** 1^{ere} *ligne: distributions de charge, de multiplicité et de charge totale détectée.* 2^{eme} *ligne: distributions de multiplicités de particules légères, de fragments et de la plus grosse charge détectée.* 3^{eme} *ligne: corrélation entre la deuxième plus grosse charge et la plus grosse, et distributions des asymétries* $Asy12$ *et* $Asy123$.

Pour un système symétrique, ces émissions sont en moyenne d'égale importance vers l'avant et l'arrière du centre de masse: la vitesse de la source et la vitesse du centre de masse théorique sont les mêmes en moyenne. Ce n'est plus le cas pour un système asymétrique comme Ni+Au, pour lequel l'émission de pré-équilibre s'effectue majoritairement vers l'avant, précédant ainsi la formation d'une source plus lente que le centre de masse. Le calcul de la vitesse de la source de quasi-fusion s'avère alors essentiel.

La méthode adoptée profite de la bonne détection des particules légères par INDRA. Dans le cas de la formation d'une source chaude totalement équilibrée, celle-ci va se désexciter isotropiquement. Si nous représentons la vitesse perpendiculaire moyenne des protons en fonction de leur vitesse parallèle moyenne pour chaque couronne, nous devons observer un cercle centré sur la vitesse moyenne de la source. Nous attendons, dans le cas de Ni+Au, une déformation de ce spectre pour les grandes vitesses parallèles, qui reflète la présence de protons de pré-équilibre.

La figure 4.8 illustre ce procédé dans le cas de Ni+Au 52A MeV. Le spectre est bien ajusté pour sa partie arrière et une déviation apparaît effectivement pour les grandes vitesses parallèles. La vitesse de source obtenue est de 1.71 cm/ns à 52A MeV, et de 1.5 à 32A MeV.

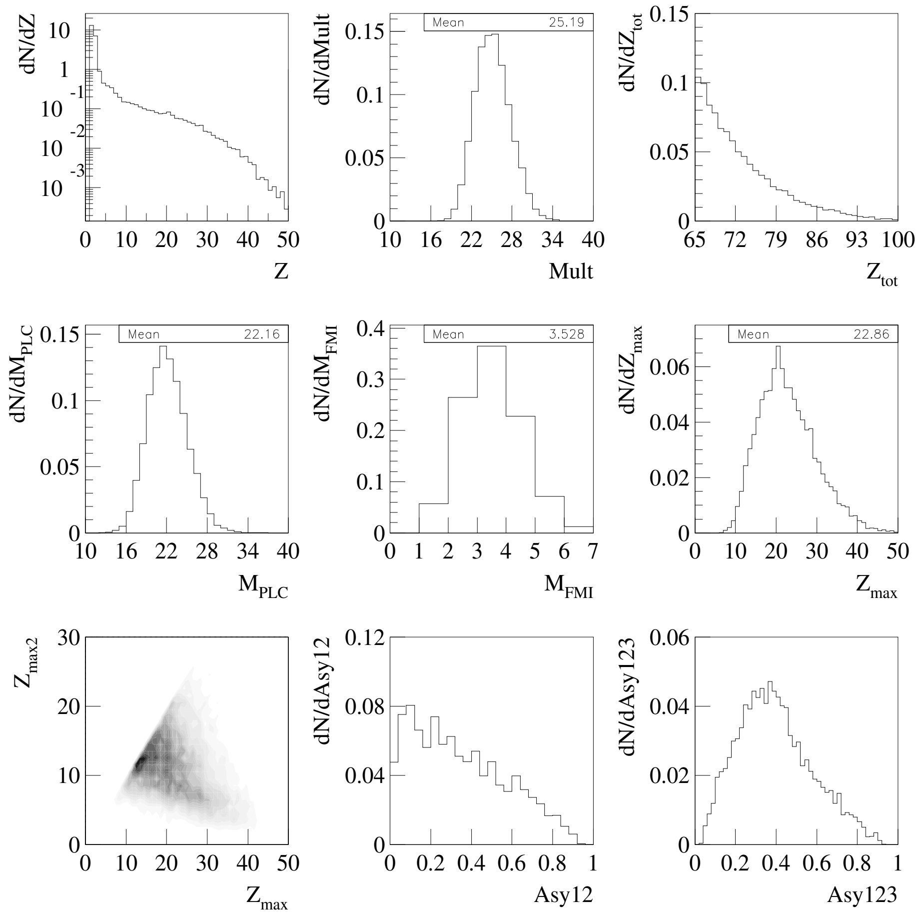

FIG. 4.7 – **Ni+Au 52A MeV.** 1^{ere} *ligne: distributions de charge, de multiplicité et de charge totale détectée.* 2^{eme} *ligne: distributions de multiplicités de particules légères, de fragments et de la plus grosse charge détectée.* 3^{eme} *ligne: corrélation entre la deuxième plus grosse charge et la plus grosse, et distributions des asymétries* $Asy12$ *et* $Asy123$.

b- Application aux variables cinématiques

Le centre de masse utilisé est dans notre cas le centre de masse donné par les protons. Nous l'appellerons centre de masse de la source.

Pour les deux énergies incidentes, les diagrammes Z/V_{par} des figures 4.9 et 4.10 montrent l'accumulation de particules et fragment autour du centre de masse avec une forte composante anisotrope allant jusqu'à $Z \approx 7$. Si l'on ne peut exclure une pollution de collisions bisources très dissipatives, on peut évoquer un phénomène d'émission de fragments rapides au tout début de la collision. Ce surplus de FMI à l'avant correspond à une multiplicité moyenne de 0,5 fragments par rapport à une émission isotrope. Une autre explication réside dans le fait qu'une mauvaise détection des FMI à l'arrière provoque mécaniquement cet effet si l'on requiert un certain degré de complétude.

Le V_{par}/V_{per} pour les protons est lui aussi compatible avec une émission par une source, avec un "nez" de protons vers l'avant que nous attribuons à du pré-équilibre. L'asymétrie de la voie d'entrée explique que les protons du projectile, bien plus rapides que ceux de la cible dans le centre de masse, aient suffisamment d'énergie pour échapper au milieu nucléaire. Cela n'est pas le cas pour les nucléons de la cible, provoquant l'absence d'émis-

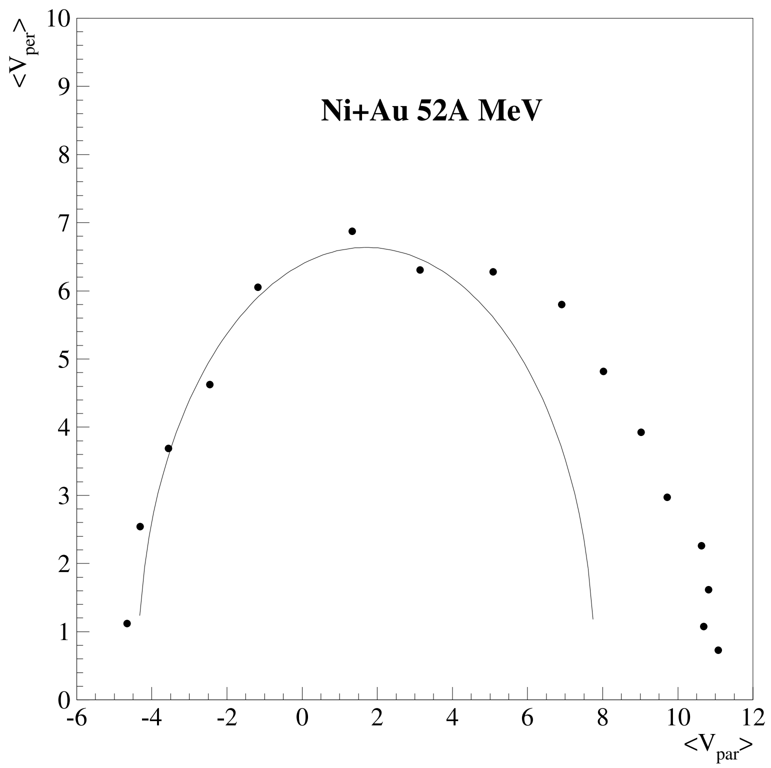

FIG. 4.8 – **Ni+Au 52A MeV.** *Événements monosources. Vitesses perpendiculaires moyennes des protons en fonction de leur vitesse parallèle moyenne exprimée dans le repère du laboratoire. La courbe correspond à l'ajustement par un cercle.*

sion vers l'arrière. Toutes ces anisotropies mentionnées se retrouvent dans les distributions angulaires.

Enfin, comme pour l'ACP, on observe que la distribution d'énergie transverse n'est pas tronquée. La coupure en D_{625} ne revient donc pas à sélectionner selon l'une de ces observables, ce qu'il est toujours prudent de vérifier.

4.2.3 Calorimétrie

La méthode de calorimétrie est décrite au chapitre 4.1.3, nous allons procéder avec les mêmes étapes. Seule la reconstruction du centre de masse est diffèrente par rapport à Ni+Ni. De plus nous considérons que la calorimétrie exige une quantité d'information supérieure par rapport aux simples distributions statiques et cinématiques précédentes. L'énergie d'excitation sera donc calculée avec les événements tels que $Z_{tot} > 80\%$.

Si nous n'effectuons pas de coupure en énergie pour les particules légères, les énergies d'excitation obtenues pour les deux énergies de bombardement sont de 5 ± 1.4 et 7.2 ± 1.4 AMeV pour 32A et 52A MeV respectivement. La figure 4.11 permet de comparer les distributions de charge expérimentales de Ni+Au 52A MeV avec celles de trois calculs SMM filtrés. La taille de source est fixée à $Z = 80$, $A = 190$ et les énergies d'excitation sont de $E/A = 5$ MeV, $E/A = 6$ MeV et $E/A = 7$ MeV. Le volume de freeze-out est $V = 3V_0$. Pour que la comparaison soit valide les événements expérimentaux utilisés ont une énergie d'excitation de $\pm 10\%$ autour de la valeur moyenne (7.2A MeV).

Cette figure montre que les données sont compatibles avec l'équilibre thermodyna-

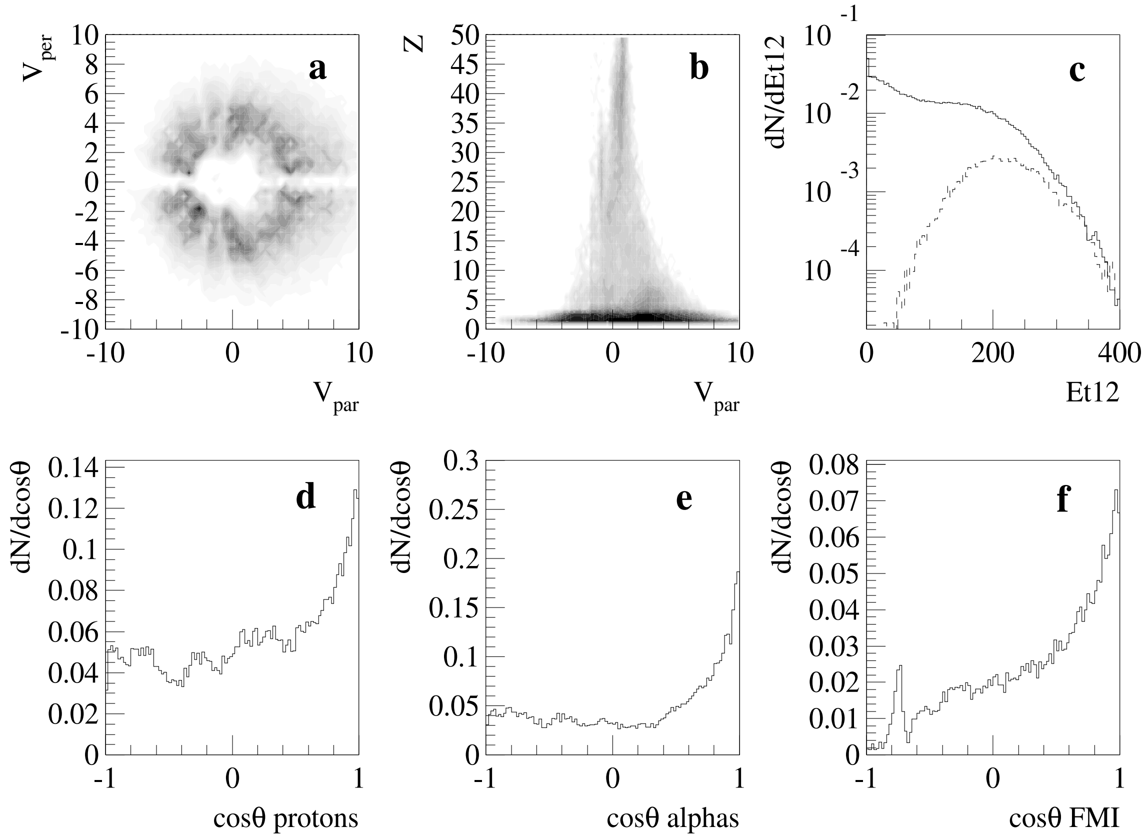

FIG. 4.9 – **Ni+Au 32A MeV.** *Événements monosources. 1^{ere}ligne : Vitesse perpendiculaire en fonction de la vitesse parallèle dans le centre de masse de la source pour les protons (a), charge en fonction de la vitesse parallèle (b) et distribution d'énergie transverse pour tous les événements sans sélection (trait continu) et pour le lot ACP (pointillés) (c). 2^{eme}ligne : distributions angulaires des protons (d), alphas (e), et FMI (f).*

mique. L'accord est satisfaisant pour une énergie d'excitation thermique de 5A MeV. Comme en Ni+Ni, nous devons donc retrancher les particules de grande énergie du bilan calorimétrique. Finalement l'énergie d'excitation obtenue est $E^*/A = 6.2 \pm 1.3$ MeV pour Ni+Au à 52A MeV. La même procédure est difficilement applicable à 32A MeV à cause du faible nombre d'événements complets (80%).

4.2.4 Énergie d'expansion

La procédure de détermination de l'énergie d'expansion est la même qu'en Ni+Ni. Avec $Z = 80$, $A = 190$, $E^* = 5A$ MeV et $V = 3V_0$ nous obtenons les résultats de la figure 4.12.

Nous avons considéré uniquement le domaine angulaire 60-120 degrés dans le centre de masse afin de minimiser l'effet de la reconstruction expérimentale du centre de masse. Bien que SMM sans énergie d'expansion ne reproduise pas exactement les énergies de chaque Z, l'ensemble du profil donné par SMM est compatible avec les données. Un essai avec 0.5A MeV d'expansion montre que le profil expérimental n'est plus respecté. En conclusion nous pouvons considérer que l'expansion des sources uniques formées dans les collisions Ni+Au est très faible ou inexistante. Dans la suite nous postulerons que $E_{expansion} = 0$. Ce résultat

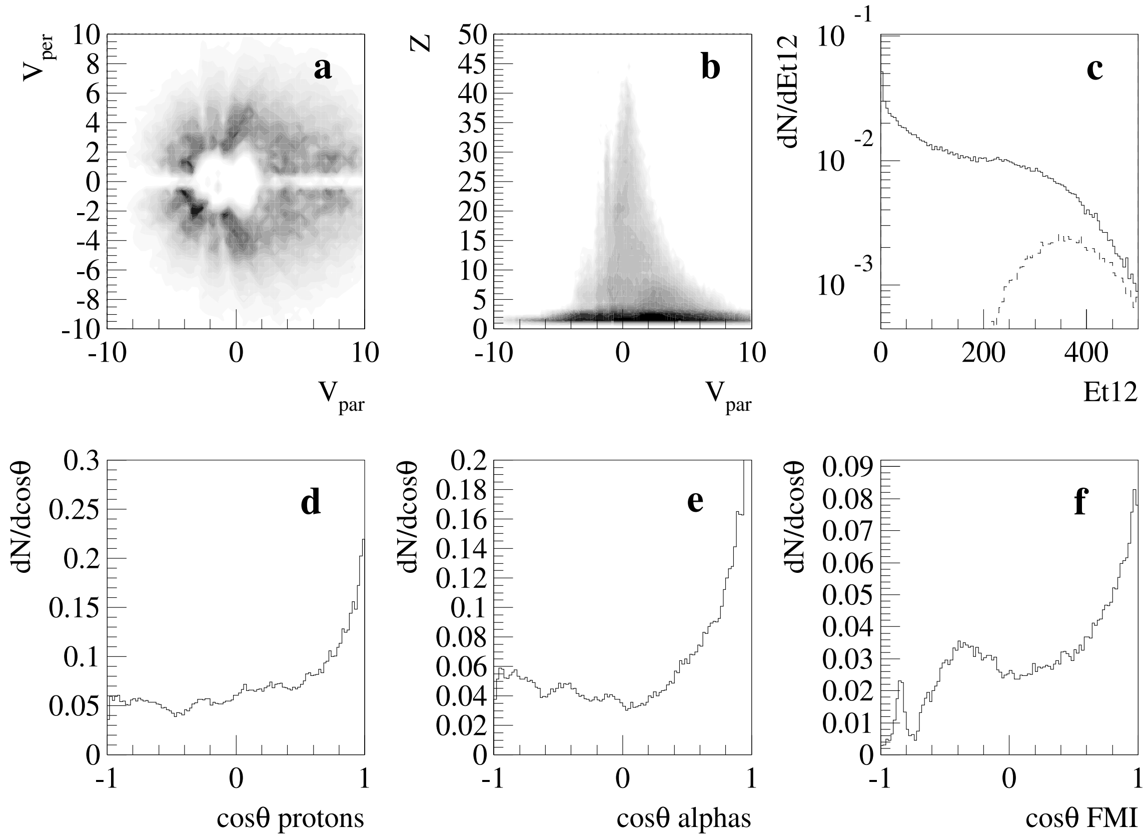

FIG. 4.10 – **Ni+Au 52A MeV.** *Événements monosources.* 1^{ere}*ligne : Vitesse perpendiculaire en fonction de la vitesse parallèle dans le centre de masse de la source pour les protons (a), charge en fonction de la vitesse parallèle (b) et distribution d'énergie transverse pour tous les événements sans sélection (trait continu) et pour le lot ACP (pointillés) (c).* 2^{eme}*ligne : distributions angulaires des protons (d), alphas (e), et FMI (f).*

est en accord avec [Bel00] qui trouve une absence de flot radial, avec une autre sélection expérimentale (ACP) conservant les événements les plus violents. Il existe probablement d'autres combinaisons de paramètres permettant également un accord satisfaisant; par exemple en faisant varier le volume de freeze-out, la charge et l'énergie d'excitation. Mais cette analyse suffit pour conclure à un relatif accord entre nos données et un modèle fondé sur la multifragmentation statistique d'une seule source, sans expansion radiale.

4.3 Conclusion

Les deux méthodes de sélection appliquées dans ce travail ont permis d'isoler des collisions centrales ayant conduit à la formation d'une source de "quasi-fusion".

Nous avons mis en évidence, pour la réaction Ni+Ni à l'énergie faisceau de 32A MeV, la coexistence de deux voies de désexcitation: une voie asymétrique dominée par le formation d'un gros fragment et une voie symétrique caractérisée par des fragments de tailles semblables. Il semble que la coexistence de deux voies de désexcitation soit aussi observée pour Ni+Au 32A MeV, mais la complétude de 60% nous oblige à être prudents sur ce point. Pour Ni+Au à 52A MeV en revanche, la source choisit majoritairement une multi-

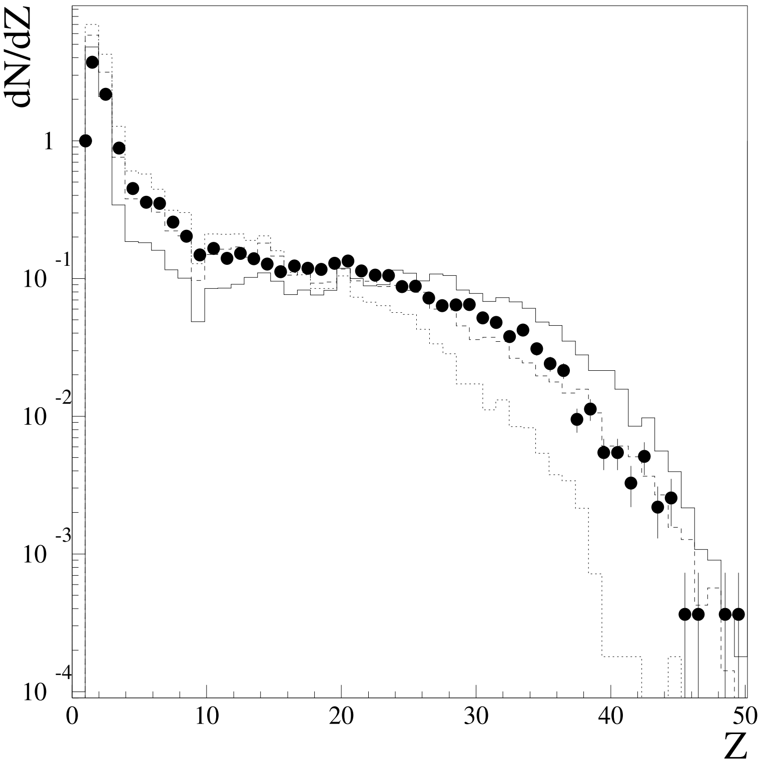

FIG. 4.11 – *Distributions de charge pour les collisions centrales* Ni+Au *52A MeV*, $Z_{tot} \geq$ 80% *(points noirs), et pour SMM: trait plein,* $E^* = 4A$ *MeV; tirets,* $E^* = 5A$ *MeV; pointillés,* $E^* = 6A$ *MeV.*

fragmentation symétrique. Rappelons que pour tous ces systèmes, nous avons pris garde à assurer la représentativité des partitions conservées (cf chapitre précédent). Enfin nous avons montré que l'énergie d'excitation thermique des monosources de Ni+Ni 32A MeV et Ni+Au 52A MeV était d'environ 5A MeV.

Les caractéristiques de ces événements en font donc de bons candidats pour rechercher des signaux de transition de phase.

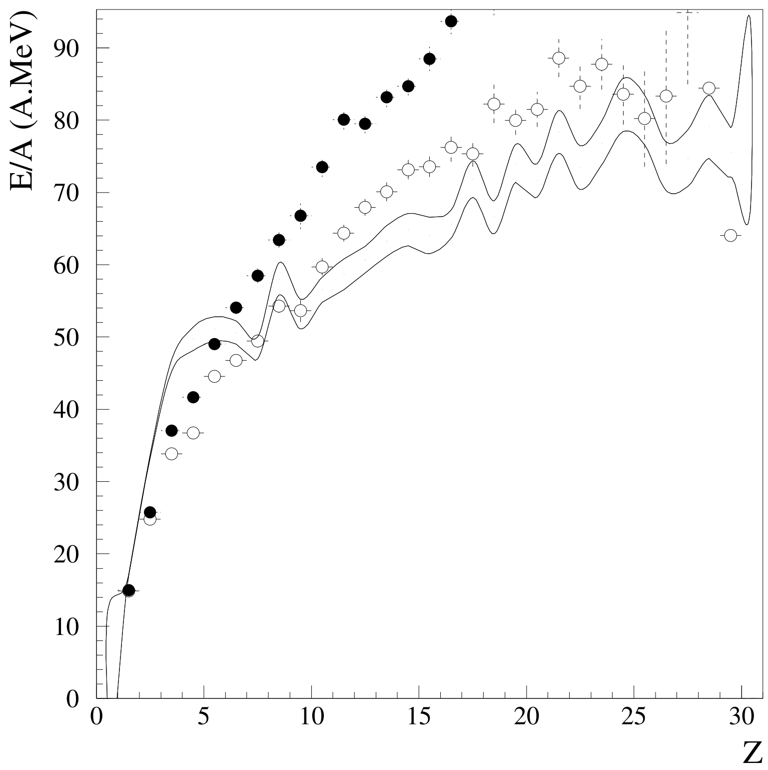

FIG. 4.12 – **Ni+Au 52A MeV** *($Z_{tot} \geq 80\%$). Énergie cinétique moyenne en fonction de la charge, pour les données (lignes), et SMM avec $E_{expansion} = 0$ MeV (ronds) et $E_{expansion} = 0.5A$ MeV (ronds noirs).*

Chapitre 5

Transition de phase liquide/gaz

5.1 Introduction

5.1.1 Concepts et mots-clés

Nous entamons avec ce chapitre l'étude qui constitue notre objectif: rechercher d'éventuels signaux de transitions de phase. Cette question est légitime depuis que l'analogie entre l'interaction nucléon-nucléon et un potentiel intermoléculaire de type Lennard-Jones a été établie. Celui-ci est utilisé dans le cadre de l'étude des fluides de Van der Waals dont l'équation d'état rend compte des comportements macroscopiques d'un fluide réel. Le concept d'une équation d'état nucléaire a donc naturellement été formulée, et par la même occasion l'idée que la matière nucléaire puisse subir une transition de phase a germé dans la communauté scientifique. Différentes approches existent aujourd'hui, spécifiques à la physique nucléaire mais employant les concepts de la thermodynamique classique qui reste un cadre pertinent au moins pour les voies à explorer.

Quelles sont les notions fondamentales relatives aux transitions de phase? Un fluide à l'équilibre doit vérifier les trois conditions suivantes:

$$C_v = \left.\frac{\partial U}{\partial T}\right|_{T,N} > 0 \ ; \ \left.\frac{\partial \mu}{\partial N}\right|_{T,P} > 0 \ ; \ K = -\frac{1}{V}\left.\frac{\partial V}{\partial P}\right|_{T,N} > 0$$

où C_v est la capacité calorifique à volume constant, U est l'énergie interne, T la température, P la pression, V le volume, N le nombre de constituants, μ le potentiel chimique et K le coefficient de compressibilité. La condition d'équilibre thermique $C_v > 0$ exprime le fait que le système doit répondre à un apport d'énergie en augmentant sa température. La deuxième condition est l'équilibre chimique: l'énergie du système augmente si l'on y ajoute des particules. Enfin la dernière inégalité traduit l'équilibre mécanique: si un élément de volume du fluide augmente, sa pression par rapport à son entourage doit diminuer, de sorte que le système retourne à l'équilibre.

De plus, les températures, pressions et potentiels chimiques des deux phases A et B doivent être égaux:

$$T_A = T_B \ ; \ P_A = P_B \ ; \ \mu_A = \mu_B \tag{5.1}$$

La figure 5.1 représente le diagramme d'état d'un fluide sous forme d'isothermes dans le plan (Pression, Volume). Nous allons en décrire les principaux aspects.

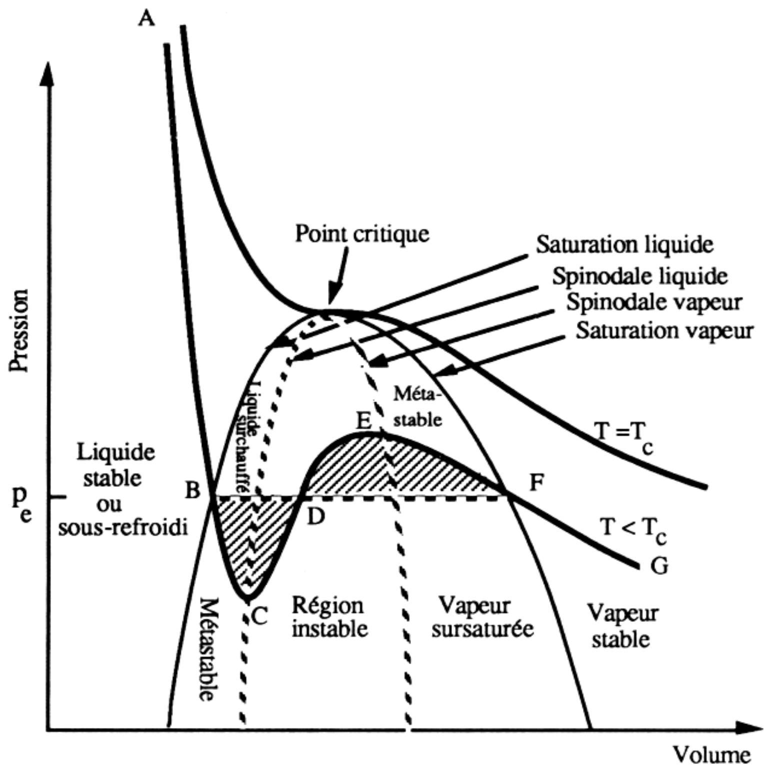

FIG. 5.1 – *Diagramme d'état dans le plan (P, V) d'un fluide de Van der Waals. Extrait de [Pap90].*

Au-dessus d'une certaine température critique T_c, le fluide existe sous forme gazeuse quel que soit le couple (P, V).

Pour $T < T_c$, le système entre dans la zone de coexistence liquide/gaz et des fluctuations de densité peuvent provoquer l'apparition d'un équilibre diphasique. D'après les conditions 5.1, les isothermes au sein de cette zone sont des horizontales à pression constante. De plus nous pouvons réécrire l'égalité des potentiels chimiques sous la forme $\int d\mu = 0$, où le chemin d'intégration mène d'un côté à l'autre de la zone de coexistence. On montre que sur une isotherme $d\mu = VdP$, donc $\int VdP = 0$: cette relation exprime l'égalité des aires hachurées, menant à la construction de Maxwell. La zone de coexistence est donc délimitée par l'ensemble des extrémités des segments obtenus de cette manière. Le segment [BF] de la figure en est un exemple et la zone de coexistence est limitée par la courbe en cloche.

À l'intérieur de la zone de coexistence, les isothermes possèdent une pente telle que $\left.\frac{\partial V}{\partial P}\right|_T > 0$ dans un certain domaine en pression et volume, et ne respectent pas la condition de stabilité mécanique $-\frac{1}{V}\left.\frac{\partial V}{\partial P}\right|_T > 0$. La région du plan pour laquelle cette relation n'est pas vérifiée s'appelle région spinodale et est contenue par la courbe spinodale en tirets. Un fluide homogène y est mécaniquement instable, et ne peut exister que sous forme diphasique. Le phénomène subi par un système dans cette zone est appelé décomposition spinodale.

Entre la courbe de coexistence et la courbe spinodale se situe la zone de métastabilité. Des fluctuations d'amplitude suffisante peuvent mener à la formation de bulles gazeuses ou de gouttes de liquides instables et provoquer la transition de phase: c'est le phénomène de nucléation.

De façon générale, on distingue deux types de transition de phase:

- les transitions du premier ordre, pour lesquelles certains potentiels thermodynamiques sont continus à la transition, tandis que certaines de leurs dérivées du premier ordre sont discontinues.

- les transitions du second ordre, pour lesquelles les potentiels thermodynamiques et leurs dérivées premières sont continus, alors que certaines dérivées secondes de ces potentiels tendent asymptotiquement vers l'infini ou s'annulent.

Dans le cas d'une transition liquide/gaz, le passage du système dans la zone coexistence induit une transition du premier ordre, sauf en un point, appelé point critique, où la transition est du second ordre. Il se situe au sommet de la courbe de coexistence; il constitue un point d'inflexion pour l'isotherme $T = T_c$. Le comportement d'un fluide en ce point est un domaine de recherche à part entière, et les phénomènes associés sont appelés phénomènes critiques. En particulier, la variation d'une grandeur thermodynamique X au voisinage de ce point s'écrit sous la forme $X = X_o \varepsilon^\tau$, où $\varepsilon = \frac{T-T_c}{T_c}$ et τ est un exposant critique. On cherchera donc souvent à mettre en évidence de tels exposants critiques, l'expression des variables X ouvant changer bien sûr dans le cas de la physique nucléaire par rapport à celle présentée ici.

Un signal simple de transition de phase liquide/gaz pour un fluide réel subissant une transformation à pression constante est l'observation d'un plateau dans la courbe calorique qui suit l'évolution de la température en fonction de l'énergie du fluide. Lorsque l'énergie fournie au liquide augmente, elle est utilisée pour augmenter l'agitation cinétique des constituants (reflétée macroscopiquement par la température), jusqu'à ce que l'énergie nécessaire pour extraire un constituant soit atteinte: alors cette énergie ne contribue pas à augmenter l'agitation thermique (la température devient constante) mais à séparer le système en deux phases. Quand une seule phase gazeuse est obtenue, alors fournir encore de l'énergie au système ne fait qu'accroître l'agitation thermique et la température reprend son évolution croissante.

5.1.2 En physique nucléaire

Cette description sommaire du comportement d'un fluide réel est valable dans le cadre de la limite thermodynamique. Dans le cas de la matière nucléaire, et plus généralement des sytèmes finis, de récents travaux [Gro01] étendent la définition des transitions de phase aux petits systèmes. Parallèlement, différents moyens ont été mis en oeuvre pour tenter de mettre en évidence une transition de phase nucléaire.

Parmi les résultats les plus marquants, des signaux de transitions du second ordre ont été annoncés récemment par leur accord avec le modèle de Fischer, et des exposants critiques ont été extraits [Dag99, Ell02, Kle02]. En réalité ce signal révélerait également une transition du premier ordre à cause de la taille finie du système [Gul99, Dag01, Rad02]. Effectivement des signaux des premier et second ordre ont été observés pour les mêmes systèmes et une tentative de clarification a été menée. Ce “point critique” a été interprété par [LeN02] comme le point de fluctuations maximales.

Mesurer la courbe calorique de la matière nucléaire semblerait en fait le moyen idéal de rechercher un signal de transition de phase. Les auteurs de [Poc95] ont construit la courbe calorique de la matière nucléaire sur les collisions Au+Au à 600A MeV.

Ils montrent une augmentation de T avec E sauf dans une région en E où T reste

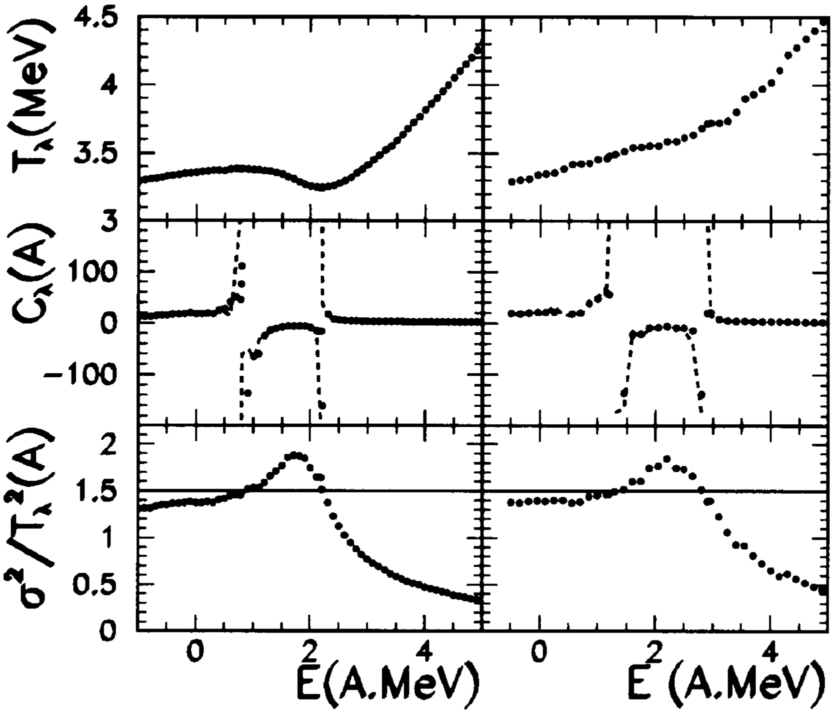

FIG. 5.2 – *Simulation de gaz sur réseau microcanonique: évolution de quelques grandeurs thermodynamiques à pression constante (gauche) et volume moyen constant (droite). En haut la courbe calorique, au milieu la capacité calorifique, en bas les fluctuations d'énergie. Extrait de [Cho00].*

quasiment constante; ce plateau est naturellement interprété comme la mise en évidence de la transition de phase nucléaire. Des travaux ultérieurs sur les températures isotopiques [Gul97] rendent ce signal ambigu, mais c'est surtout la forme de la courbe calorique en cas de transition de phase qui est inconnue. Pour un système fini à pression constante il est attendu que la courbe calorique exhibe, non plus un plateau, mais une partie convexe. Autrement dit dans la zone de coexistence la température décroît avec l'énergie. Cette particularité s'explique par le fait que l'énergie de surface n'est plus négligeable pour un système fini.

Ceci indique que la mesure de la courbe calorique n'est pas la méthode pertinente car elle dépend du chemin thermodynamique suivi par le système; or celui-ci est inconnu [Cho00] et ne peut être maîtrisé. La question du volume de freeze-out en est un exemple parfait; seule sa valeur moyenne peut être déduite expérimentalement. Une autre méthode a donc été proposée dans [Cho99]. Elle consiste à utiliser les fluctuations d'énergie pour calculer la capacité calorifique de la source nucléaire. Pour un système fini la capacité calorifique $C = \frac{dE}{dT}$ est négative dans la zone de coexistence. Cette propriété est vraie quel que soit le chemin thermodynamique, comme l'illustre la figure 5.2.

La courbe calorique et la capacité calorifique sont calculées pour un modèle de gaz sur réseau microcanonique. Nous allons détailler les calculs dans la section suivante; l'important ici est de comparer les deux méthodes. Ces graphes sont tracés dans deux cas: pour une transformation à pression constante et pour une transformation à volume moyen constant. Entre $1A$ et $3A$ MeV la capacité calorifique calculée grâce aux fluctuations d'énergie est toujours négative, quelles que soient les contraintes. La courbe calorique se comporte différemment: à pression constante une zone convexe est clairement visible; ce n'est plus vrai à volume moyen constant: ni convexité, ni plateau n'apparaissent. Expérimentalement une courbe calorique régulièrement croissante a d'ailleurs été observée par [Ma97].

En conclusion, la méthode fiable pour mettre en évidence une transition de phase est de calculer la capacité calorifique du système. Cette méthode est détaillée dans la section suivante.

5.2 Calculs de capacités calorifiques

5.2.1 Méthode théorique [Cho99]

Le cadre d'étude est un traitement microcanonique. Supposons un système fermé d'énergie E_t pouvant être divisé en deux sous-systèmes *"a"* et *"b"* indépendants tels que $E_t = E_a + E_b$.

Remarque: nous ne faisons ici *aucune* hypothèse sur la nature de ces deux sous-systèmes: la seule condition est que l'énergie totale soit la somme des énergies des deux sous-systèmes.

E_t étant constant pour un système microcanonique, les énergies E_a et E_b peuvent néanmoins fluctuer et respecter la condition de conservation de l'énergie. Alors la distribution d'énergie du sous-système *"a"* peut s'écrire:

$$P_a^{E_t}(E_a) = \frac{W_a(E_a)W(E_t - E_a)}{W(E_t)}$$

$$P_a^{E_t}(E_a) = N exp(S_a(E_a) + S(E_t - E_a) - S(E_t)) \tag{5.2}$$

où N est un facteur de normalisation, $W_i(E_i)$ est la densité d'états du sous-système i d'énergie E_i et $S_i(E_i)$ est son entropie. $W(E_t)$ est le produit des deux densités individuelles W_i. A l'équilibre $W(E_t)$ est maximum pour

$$\left.\frac{\partial S_a}{\partial E_a}\right|_{\overline{E}_a} = \left.\frac{\partial S_b}{\partial E_b}\right|_{E_t - \overline{E}_a}$$

où $\overline{E_a}$ correspond au point où l'égalité est vraie. Dans ce cadre microcanonique on en déduit que les tempatures T_a et T_b sont identiques: $T_a = T_b = T$.

Autour du maximum de $W(E_t)$ une bonne approximation pour $P_a^{E_t}$ est une gaussienne:

$$P_a^{E_t}(E_a) = (2\pi\sigma_a^2)^{-1/2} exp(-(E_a - \overline{E_a})^2/2\sigma_a^2)$$

Alors

$$\left.\frac{\partial^2 P_a^{E_t}(E_a)}{\partial E_a^2}\right|_{\overline{E}_a} = -(2\pi)^{-1/2}\sigma_a^{-3} \tag{5.3}$$

En utilisant 5.2 avec $N = (2\pi\sigma_a^2)^{-1/2}$ et en introduisant la capacité calorifique C_i du système i : $C_i = -\frac{1}{T_i^2}(\frac{\partial^2 S_i}{\partial E_i^2}) = \frac{d\overline{E}_i}{dE_t}$, on obtient

$$\left.\frac{\partial^2 P_a^{E_t}}{\partial E_a^2}\right|_{\overline{E}_a} = -\frac{1}{T^2}\left(\frac{C_a + C_b}{C_a C_b}\right) \tag{5.4}$$

Il suffit maintenant de poser que 5.3 et 5.4 sont égales et d'introduire la capacité calorifique totale du système: $C_t = C_a + C_b$, finalement:

$$C_t = \frac{C_a^2}{C_a - \sigma_a^2/T^2} \tag{5.5}$$

Nous avons donc obtenu une expression de la capacité calorifique totale. En dehors de la zone de coexistence liquide/gaz on s'attend à ce que les fluctuations σ_a soient faibles devant le terme $C_a T^2$ et donc que C_t soit positive. Dans la zone de coexistence les fluctuations doivent être plus grandes et dépasser le terme $C_a T^2$. Alors nous devrions observer une capacité calorifique négative.

La section suivante détaille la procédure expérimentale d'application de cette méthode.

5.2.2 Méthode expérimentale

a) *Définition du système étudié.*

Le formalisme que nous venons de résumer est valide dans un cadre microcanonique, pour un système à taille et énergie fixes. Ce problème est résolu en ne conservant que les événements dont la taille de source reconstruite se situe dans une fenêtre autour de la taille moyenne de $\pm 10\%$. Les événements sont ensuite classés selon leur énergie d'excitation, et regroupés par intervalles de $0.3A$ MeV.

b) *Définition des deux sous-systèmes "a" et "b".*

Le calcul de capacité calorifique doit être mené sur les partitions au moment de la cassure de la source. Ces partitions ne sont autres que les partitions au freeze-out (i.e. à la formation des fragments) auxquelles nous devrons accéder.

Il faut maintenant définir les deux sous-systèmes à cet instant de la collision:

Nous décomposons l'énergie de notre système en une partie cinétique ("cin") et une partie potentielle ("pot"), et calculons les fluctuations de la partie cinétique.

Nous posons $E^* = E_{cin} + E_{pot}$ où E^*est l'énergie d'excitation calculée par calorimétrie.

E_{cin} est l'énergie cinétique due à la température et se décompose comme la somme de:

- l'énergie translationnelle due à l'agitation thermique des particules et fragments présents au freeze-out;
- l'énergie d'excitation interne des particules et fragments présents au freeze-out.

E_{pot} est la partie potentielle et contient le bilan en masse et en énergie coulombienne entre le freeze-out et la source non fragmentée. Les énergies cinétiques des particules et fragments primaires étant inconnues, il est impossible de calculer E_{cin} directement. Nous calculons donc événement par événement E_{cin} de la manière suivante:

$$E_{cin} = E^* - E_{pot} = E^* + Q - E_{coul}$$

soit:

$$E_{cin} = E^* + m_o - \sum_{i=1}^{M} m_i - E_{coul}$$

où E_{coul} est l'énergie coulombienne, m_o la masse de la source et m_i la masse du fragment ou de la particule i au freeze-out..

Cependant, nous ne devons pas oublier que l'énergie d'excitation calculée par calorimétrie contient une énergie d'expansion (dans le cas de Ni+Ni). Pour que E_{cin} conserve sa signification il est nécessaire de la retrancher du bilan précédent. Si nous ne connaissons que la valeur moyenne de l'énergie collective sur tout notre ensemble d'événements, il est toutefois possible d'en soustraire la valeur moyenne événement par événement et ainsi d'obtenir le comportement correct de la capacité calorifique avec l'énergie d'excitation [LeN99]. Nous parvenons donc à la formule générale:

$$E_{cin} = E^* + m_o - \sum_{i=1}^{M} m_i - E_{coul} - E_{coll}.A_o \tag{5.6}$$

où E_{coll} est l'énergie collective par nucléon et A_o la masse du système.

c) *Reconstruction des partitions au freeze-out.*

Un tel projet contient principalement trois difficultés:

- les particules détectées ne proviennent pas toutes de la source: c'est le phénomène de pré-équilibre voire l'émission de particules durant l'expansion;

- Les fragments au moment du freeze-out sont chauds et se sont ensuite refroidis en émettant des particules neutres et/ou chargées;

- Les neutrons ne sont pas détectés.

Le protocole d'attribution des particules évaporées secondairement aux fragments repose sur une mesure expérimentale: cela fait l'objet d'un chapitre à part (5.3.1).

Une fois ce travail mené à bien notre objectif est de calculer la partie potentielle de l'énergie, c'est-à-dire le bilan en masse et l'énergie coulombienne. La démarche est similaire à la calorimétrie. Le problème du pré-équilibre est résolu en retenant les particules légères entre 60 et 120 degrés dans le centre de masse, et en éliminant les particules de grande énergie. La contribution des particules entre 60 et 120 degrés est alors doublée pour représenter la charge totale des particules légères. La charge totale de la source est obtenue en sommant les charges de tous les fragments avec les charges des particules légères. La masse de la source A_o est calculée en multipliant la charge obtenue par le rapport A/Z du système.

Nous devons maintenant trouver la multiplicité de neutrons au freeze-out pour le bilan en masse. Le nombre de neutrons libres hors pré-équilibre, contenant donc ceux évaporés et ceux présents au freeze-out, est:

$$M_n = A_o - \sum_{i=1}^{M_{tot}^{f.o.}} A_i$$

avec $M_{tot}^{f.o.}$ la multiplicité totale au freeze-out, et les A_i sont calculés par une formule décrivant la vallée de stabilité.

D'autre part le nombre de neutrons évaporés est, en notant M_f le nombre de fragments, $A_i^{f.o.}$ et A_i leurs masses au freeze-out et après évaporation secondaire respectivement:

$$M_n^{evap} = \sum_{i=1}^{M_f} A_i^{f.o.} - \sum_{i=1}^{M_f} A_i$$

Le nombre de neutrons présents au freeze-out s'écrit donc:

$$M_n^{f.o.} = M_n - M_n^{evap}$$

À ce stade le bilan en masse Q est disponible.

Finalement l'énergie coulombienne est obtenue par la formule de Wigner-Seitz [Bon95]:

$$E_{coul} = \frac{3}{5}\frac{e^2}{n^{1/3}}\left(\frac{Z_o^2}{r_o} - \sum_{i=1}^{M} \frac{Z_i^2}{r_i}\right)$$

avec M la multiplicité au freeze-out, Z_o la charge de la source de rayon r_o, Z_i la charge du constituant i au freeze-out et de rayon r_i, et n est le rapport entre le volume au freeze-out et le volume normal. Les rayons r_o et r_i sont des rayons effectifs; la seule inconnue ici est n.

Nous sommes maintenant capables de calculer l'énergie cinétique E_{cin} par la formule 5.6.

d) *Calcul des fluctuations.*

Pour chaque intervalle en énergie d'excitation, nous calculons $< E_{cin} >$, valeur moyenne de l'énergie cinétique E_{cin}, et les fluctuations σ_{cin}^2 de E_{cin}/A_o.

$$\sigma_{cin}^2 = < \frac{E_{cin}^2}{A_o^2} > - < \frac{E_{cin}}{A_o} >^2$$

Nous pouvons maintenant calculer T à l'aide d'une équation d'état cinétique moyenne:

$$< E_{cin} > = < \sum_{i=1}^{M_{FMI}} a(A_i) > T^2 + < \frac{3}{2}(M-1) > T$$

où $a(A_i)$ est le paramètre de densité de niveaux dépendant de la masse [Dag02].

T étant fixe (par intervalle en énergie d'excitation) dans ce cadre microcanonique.

On reconnaît dans cette formule le terme:

- de l'énergie translationnelle due à l'agitation thermique des particules et fragments présents au freeze-out;
- de l'énergie d'excitation interne des particules et fragments présents au freeze-out.

Il suffit de résoudre cette équation pour obtenir la température, toujours par tranche en E/A. La résolution de cette équation se fait une fois toutes les quantités moyennes calculées. Cela serait une erreur de la résoudre événement par événement car cette équation d'état cinétique n'est valable qu'en moyenne.

La chaleur massique cinétique C_{cin} (capacité calorifique cinétique par nucléon) est obtenue par:

$$C_{cin} = \frac{d < E_{cin}/A_o >}{dT}$$

Et finalement, la chaleur massique totale s'écrit:

$$C_t = \frac{C_{cin}^2}{C_{cin} - \frac{<A_o>\sigma_{cin}^2}{T^2}}$$

Dans la formule 5.5, C_t n'est pas exprimée par nucléon, contrairement à la formule ci-dessus. L'unité A^{-1} sera la règle pour C_t et C_{cin} dans toute la suite de ce mémoire.

Ce protocole a été appliqué dans des études récentes dont nous rappelons brièvement les résultats dans la section suivante.

5.3 Application aux données

5.3.1 Méthode de reconstruction

Nous voulons trouver un moyen de répartir les $Z = 1$ et $Z = 2$ évaporés sur les fragments. Il n'existe pas de méthode permettant d'attribuer avec certitude une particule à son fragment père en vue de reconstruire les fragments primaires; aussi cherchons-nous une méthode moyenne. Historiquement, la reconstruction était fondée sur deux hypothèses extrêmes; soit les fragments primaires n'évaporaient que des neutrons, soit ils évaporaient toutes les particules légères [Dag00]. Désormais la méthode de reconstruction est basée sur des mesures expérimentales. La référence [Hud01] donne pour le système Xe+Sn à $32A$ MeV et pour chaque espèce de particule légère détectée les probabilités que celles-ci soient liées à un fragment, autrement dit qu'elles aient été évaporées. Les valeurs sont fournies dans le tableau 5.1.

	$Z=1$	$Z=2$
P_l (%)	23.52	40.74

TAB. 5.1 – **Xe+Sn 32A MeV**, *collisions centrales: pourcentages de particules liées à un fragment parmi tous les $Z = 1$ et $Z = 2$ détectés. (extrait de [Hud01]).*

Les collisions Xe+Sn à $32A$ MeV produisent des sources uniques caractérisées par une charge $Z \approx 80$, une masse $A \approx 200$ et une énergie d'excitation thermique moyenne $E \approx 5A$ MeV (énergie corrigée d'une énergie d'expansion de $0.8A$ MeV et des particules légères de grande énergie). Ces caractéristiques sont comparables à celles de Ni+Au à $52A$ MeV, comme cela a déjà été exposé dans la référence [Bel02]. Les pourcentages de Xe+Sn sont donc applicables. Il faut néanmoins tenir compte du fait qu'ils ont été calculés sur toutes les particules détectées. Or nous avons conservé uniquement les particules entre 60 et 120 degrés dans le centre de masse, et éliminé les particules de grande énergie. Nous avons montré dans le chapitre 4 que ces particules de grande énergie devaient être ôtées pour trouver une concordance entre la calorimétrie et l'énergie d'excitation thermique de SMM. Par une simple règle de proportionnalité sur les multiplicités, nous obtenons les pourcentages du tableau 5.2, qui précise si nous tenons compte ou pas des particules de grande énergie.

En revanche, l'utilisation de ces pourcentages est discutable pour le système Ni+Ni, dont la taille de source unique est environ deux fois plus petite que celle de Xe+Sn. Pour tenir compte de cette différence de taille, nous avons appliqué le raisonnement suivant. Il

	$Z = 1$	$Z = 2$
P_l (%) ($2 \times [60^o, 120^o]$)	30	63
P_l (%) ($2 \times [60^o, 120^o]$-PLC rapides)	42	68

TAB. 5.2 – **Ni+Au 52A MeV.** *Pourcentages de particules liées à un fragment parmi tous les $Z = 1$ et $Z = 2$ retenus pour la calorimétrie et la reconstruction du freeze-out, dans les cas où les particules légères de grande énergie sont conservées (première ligne) ou pas (seconde ligne).*

doit exister un facteur d'échelle (un "scaling") entre les distributions de charge au freeze-out de Xe+Sn et Ni+Ni. En effet l'équilibre thermodynamique repose sur l'équiprobabilité des partitions quelle que soit la taille du système. Si l'on prend l'exemple de deux charges totales $Z = 100$ et $Z = 200$, le rapport des distributions de charge finales doit approcher la valeur du rapport des tailles des systèmes, ici 2. Ce phénomène a déjà été mis en évidence pour les systèmes Xe+Sn et à 32A MeV et Gd+U à 36A MeV par [Riv98] et était interprété comme un signal d'effet de volume dans la multifragmentation.

Revenons au cas expérimental. Cette loi d'échelle doit être vraie au freeze-out avant que les fragments ne se désexcitent. Nous pouvons reconstruire, grâce aux valeurs du tableau 5.1, la distribution de charge moyenne des monosources Xe+Sn 32A MeV au freeze-out et donc déterminer les multiplicités moyennes de particules légères au freeze-out. Appelons α le facteur d'échelle menant de la source de Xe+Sn à celle de Ni+Ni. Nous reviendrons sur son calcul dans la suite. Alors les multiplicités moyennes au freeze-out de la particule de charge i pour Ni+Ni est $< M_i^{f.o.} >^{Ni+Ni} = \alpha < M_i^{f.o.} >^{Xe+Sn}$. Connaissant les valeurs finales détectées des multiplicités moyennes de particules, on en déduit P_l.

Nous devons d'abord vérifier la qualité de cette loi d'échelle, et déterminer quelle est la valeur de ce facteur d'échelle. Pour cela nous allons utiliser SMM. Deux lots d'événements sont générés: un lot $Z = 45$, $A = 93$ et un autre $Z = 80$, $A = 198$, tous deux avec $E^* = 5A$ MeV et $V = 3V_0$. Les distributions de charge au freeze-out de ces événements sont montrées dans la figure 5.3.

Comme nous pouvions nous y attendre, la petite taille de la source de Ni+Ni détruit la loi d'échelle pour les grandes charges. Mais nous sommes intéressés uniquement par les $Z = 1$ et $Z = 2$ dont le rapport des multiplicités entre la source $Z = 80$ et la source $Z = 45$ est montré en encart. Il s'approche plus du rapport des masses des systèmes (0.47) que de celui des charges (0.56).

	$Z = 1$	$Z = 2$
P_l (%) ($2 \times [60^o, 120^o]$)	69	71
P_l (%) ($2 \times [60^o, 120^o]$-PLC rapides)	63	68

TAB. 5.3 – **Ni+Ni 32A MeV.** *Pourcentages de particules liées à un fragment parmi tous les $Z = 1$ et $Z = 2$ retenus pour la calorimétrie et la reconstruction du freeze-out, dans les cas où les particules légères de grande énergie sont conservées (première ligne) ou pas (seconde ligne).*

Nous considérons donc que le facteur d'échelle entre les deux systèmes est égal au rapport des masses. Nous obtenons les pourcentages du tableau 5.3, qui précise comme pour Ni+Au si nous tenons compte ou pas des particules de grande énergie.

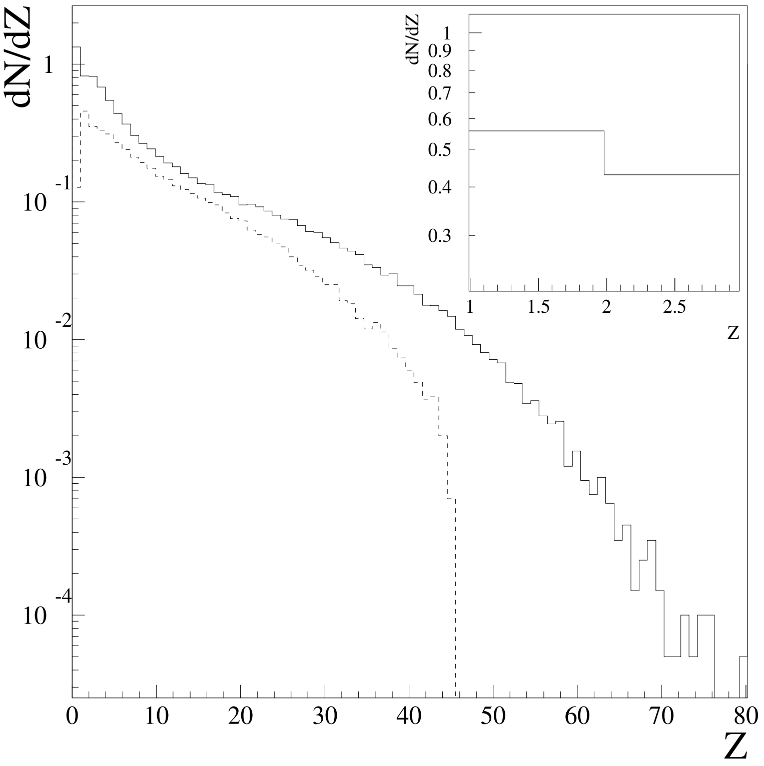

FIG. 5.3 – *Distributions de charge normalisées au nombre d'événements SMM pour* $Z = 80$ *(trait plein) et* $Z = 45$*. En encart, la zone* $Z = 1$ *et* $Z = 2$*.*

5.3.2 Estimation de l'énergie d'expansion

Nous allons rechercher la valeur de l'énergie d'expansion de chaque système indépendamment d'un modèle. Bien entendu cette valeur dépend du volume de freeze-out que nous aurons choisi. Le calcul simule la propagation coulombienne des fragments reconstruits disposés aléatoirement dans le volume de freeze-out $V = 3V_o$ à $V = 6V_o$. Un mouvement thermique déterminé par la température T (estimée par l'équation d'état cinétique) est donné aux fragments. Une vitesse d'expansion auto-similaire de la forme $V = \alpha r_i$ où r_i est la position du fragment par rapport au centre du volume, est appliquée à chaque fragment. Plusieurs énergies d'expansion sont testées. En supposant que l'évaporation ne modifie pas en moyenne la vitesse des fragments, nous comparons leur énergie cinétique moyenne finale pour la simulation et les données, ce qui nous permet de déduire la valeur de l'énergie d'expansion en fonction du volume de freeze-out.

Les résultats sont montrés par la figure 5.4. La valeur (36,4 MeV) de l'énergie cinétique moyenne des fragments indique que l'énergie d'expansion est de 0,8A MeV pour $3V_0$ et de $1A$ MeV pour $6V_0$.

Nous insistons sur l'avantage de cette méthode par rapport à l'utilisation, par exemple, de SMM, puisque nous utilisons les partitions reconstruites qui sont à la base de tout le calcul de capacité calorifique. L'énergie d'expansion est donc calculée de manière cohérente avec l'ensemble du protocole.

Pour Ni+Au nous avons vu que les données étaient compatibles avec l'absence d'énergie d'expansion.

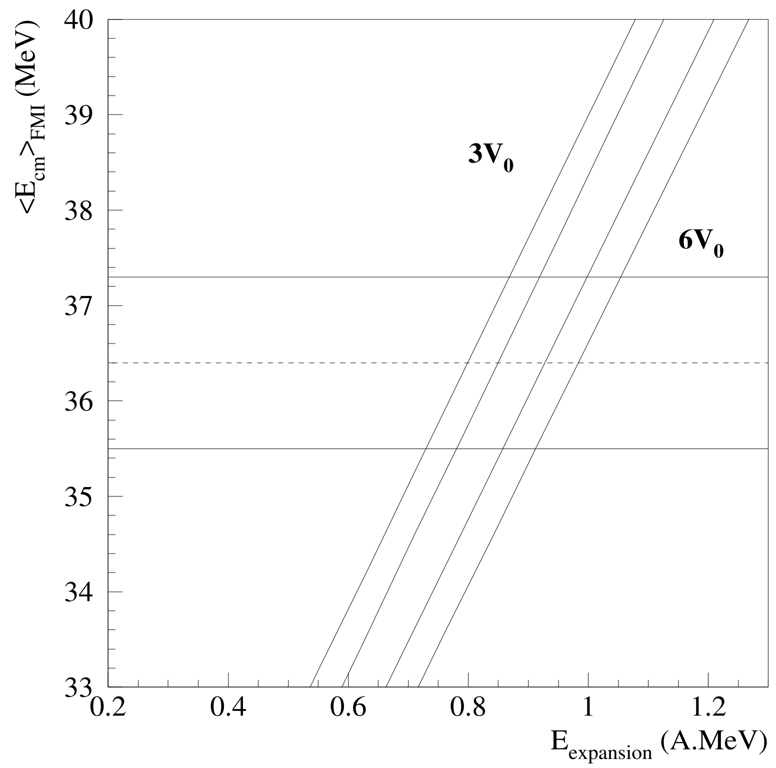

FIG. 5.4 – **Ni+Ni 32A MeV.** *Calcul de propagation coulombienne pour différents états initiaux en volume de freeze-out et énergie d'expansion. La ligne en pointillés représente la valeur expérimentale de l'énergie cinétique moyenne des fragments dans le centre de masse. Les deux autres lignes horizontales indiquent l'erreur sur cette valeur. Les lignes diagonales indiquent le résultat du calcul pour* $V = 3, 4, 5$ *et* $6V_0$.

5.3.3 Résultats

Les figures 5.5 et 5.6 montrent l'évolution des fluctuations en énergie cinétique $< A_o > \sigma^2_{cin}/T^2$ et de la chaleur massique C_{cin}, ainsi que les chaleurs massiques totales C_t correspondantes, pour les systèmes Ni+Ni 32A MeV et Ni+Au 52A MeV respectivement. La calorimétrie employée n'est pas corrigée de l'énergie d'expansion, de même les particules rapides n'ont pas été retirées. Le volume de freeze-out choisi est $3V_0$.

Nous voyons que si nous n'appliquons pas une calorimétrie correcte, le signal de transition de phase est pratiquement absent en Ni+Ni: C_t est positif sur toute la gamme en E^*. Mais pour Ni+Au nous observons déjà une divergence de C_t, séparant une branche négative et une positive: le signal de transition de phase est présent. Nous allons maintenant appliquer la calorimétrie correcte et voir son effet sur le calcul.

Pour les deux systèmes, il existe un domaine en énergie d'excitation où les fluctuations en énergie sont supérieures à la chaleur massique C_{cin}. Les fluctuations diminuent avec l'énergie d'excitation jusqu'à provoquer une divergence de la chaleur massique totale traduisant le passage de la zone de coexistence vers la zone de la phase vapeur. Notre méthode de calcul expérimental, qui fait appel aux grandeurs moyennes, a pour effet de minimiser les fluctuations [Dag02]. Nous pouvons donc dire que si tous les paramètres étaient parfaitement connus, le signal serait encore plus clair.

Les barres d'erreur statistiques ne sont pas représentées ici, car les sources d'erreur sont

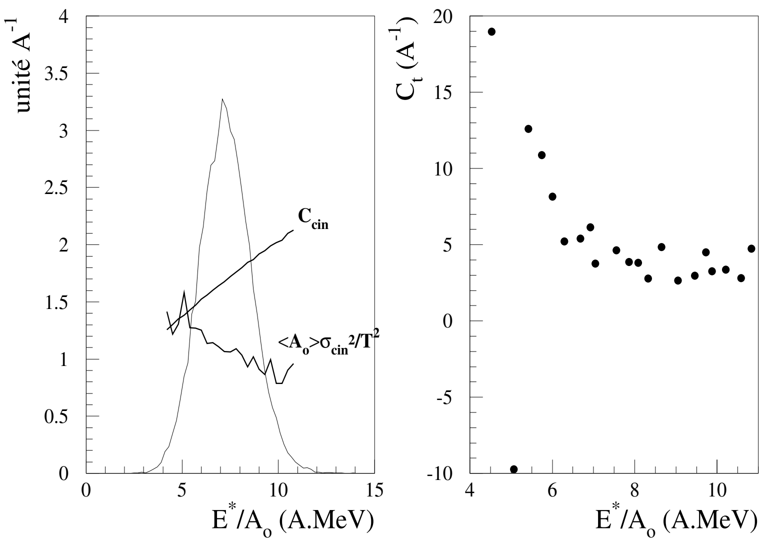

FIG. 5.5 – **Ni+Ni 32*A* MeV** *($3V_0$):À gauche, évolution des fluctuations $< A_o > \sigma^2_{cin}/T^2$ et de la chaleur massique C_{cin} en fonction de l'énergie d'excitation E^*/A_o. La courbe représente la distribution d'énergie d'excitation. À droite: évolution de la chaleur massique totale C_t en fonction de E^*/A_o.* ***L'énergie d'excitation n'est corrigée ni de l'énergie d'expansion ni des particules rapides.***

essentiellement les hypothèses que nous formulons. La principale inconnue est le volume de freeze-out et l'énergie d'expansion associée. La figure 5.9 permet d'apprécier le rôle de cette inconnue en représentant C_{cin} et $< A_o > \sigma^2_{cin}/T^2$ pour $V = 3V_0$ et $V = 6V_0$. C_{cin} n'est pas affectée par ce changement de volume. En revanche les fluctuations dépendent du volume. En l'absence de mesure du volume moyen de la source, les deux évolutions de $< A_o > \sigma^2_{cin}/T^2$ que nous montrons sur cette figure constituent la barre d'erreur sur la mesure des fluctuations cinétiques.

Enfin, nous pouvons nous demander quelle est l'influence de la méthode de reconstruction sur l'apparition du signal. Les évolutions des chaleurs massiques totales en fonction de l'énergie d'excitation ont été tracées pour différentes valeurs des pourcentages d'évaporation secondaire (figure 5.10). Ces pourcentages sont pris égaux pour les $Z = 1$ et $Z = 2$ (schémas du haut), alors que le schéma du bas est fondé sur les mesures expérimentales.

Quel que soit le pourcentage utilisé, nous observons toujours $C_t < 0$. Pour un pourcentage de 80% la divergence reste parfaitement visible vers le milieu de la distribution en énergie d'excitation. La position en énergie d'excitation de la divergence est très sensible à l'hypothèse de reconstruction. Mais le signal est robuste pour toutes les valeurs des pourcentages de particules liées servant à la reconstruction du freeze-out. Notons que ce sont des valeurs extrêmes puisque les valeurs plausibles sont de l'ordre de 60%.

5.4 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons appliqué une méthode permettant de calculer la capacité calorifique totale d'un noyau chaud dans un cadre microcanonique. Nous avons dû mesurer les fluctuations d'énergie thermique au freeze-out, et plus généralement reconstruire les partitions à cet instant de la collision. Ce travail a été réalisé sur des événements dont

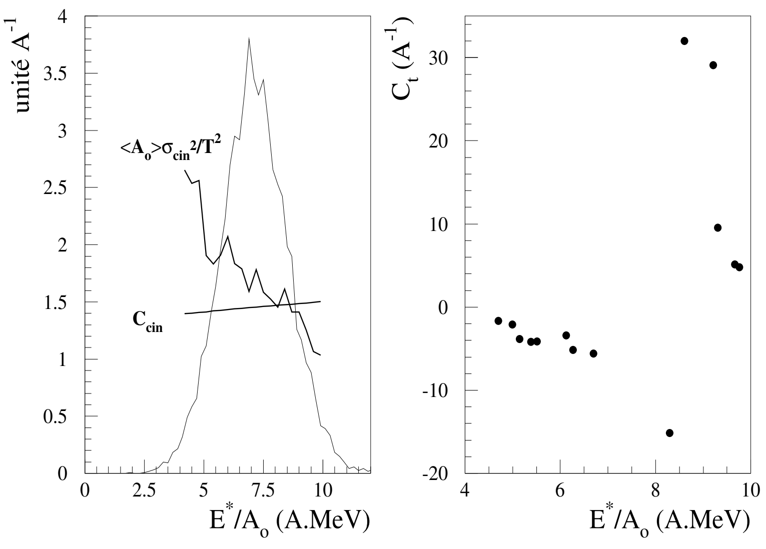

FIG. 5.6 – **Ni+Au 52A MeV** *($3V_0$). Idem figure 5.5.*

nous avons montré au chapitre précédent la compatibilité des partitions avec un modèle statistique à l'équilibre. Pour les sytèmes Ni+Ni 32A MeV et Ni+Au 52A MeV, l'évolution de cette capacité calorifique avec l'énergie d'excitation exhibe une partie négative correpondant à la zone de coexistence liquide/gaz, suivie par une divergence traduisant le passage de la zone de coexistence vers la zone gazeuse. Il faut retenir que cette transition de phase a été vue, sa position exacte sur l'échelle en énergie d'excitation étant assez sensible aux hypothèses de reconstruction.

Si nous avons mis en évidence une transition de phase de type liquide/gaz, nous n'en avons pas expliqué l'origine. Nous avons en effet mentionné au début de ce chapitre que différents phénomènes, possédant une dynamique propre, peuvent amener un système à se séparer en deux phases. L'objectif du chapitre suivant est de préciser un peu plus la nature de cette transition de phase.

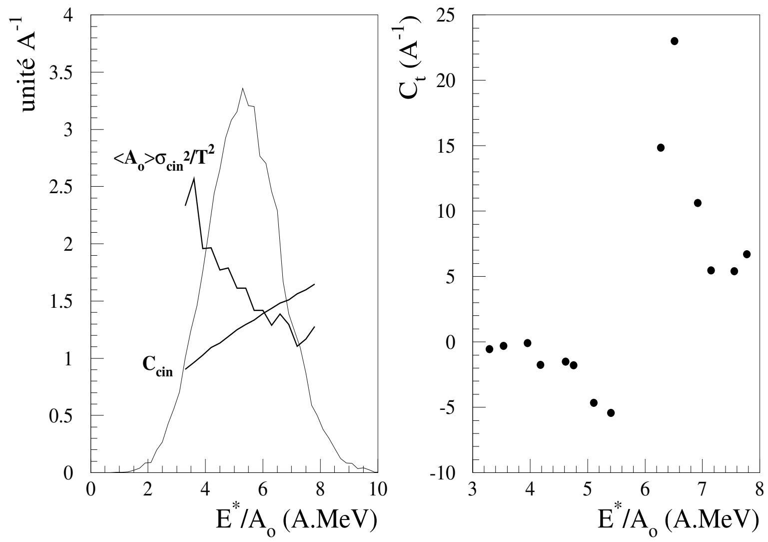

FIG. 5.7 – **Ni+Ni 32A MeV** *($3V_0$): Idem figure 5.5,* ***mais l'énergie d'excitation est corrigée de l'énergie d'expansion et des particules rapides.***

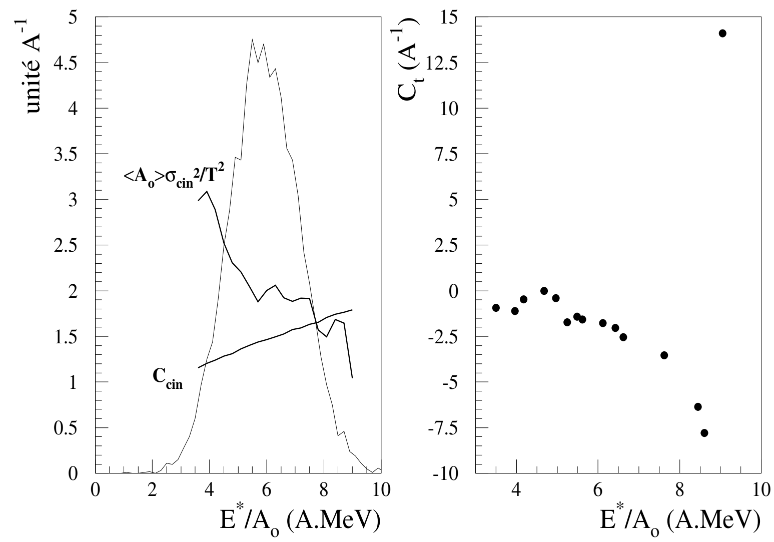

FIG. 5.8 – **Ni+Au 52A MeV** *($3V_0$): Idem figure 5.6,* ***mais l'énergie d'excitation est corrigée de l'énergie d'expansion et des particules rapides.***

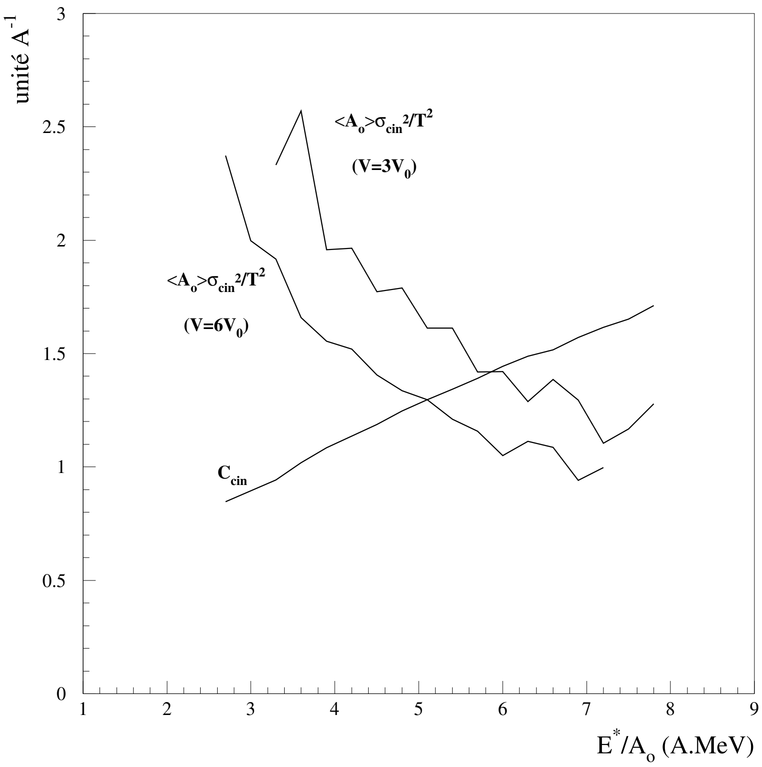

FIG. 5.9 – **Ni+Ni 32*A* MeV.** *Évolution de la capacité cinétique* C_{cin} *et des fluctuations* $< A_o > \sigma^2_{cin}/T^2$ *en fonction de* E^*/A_o *et pour deux valeurs extrêmes du volume de freeze-out.*

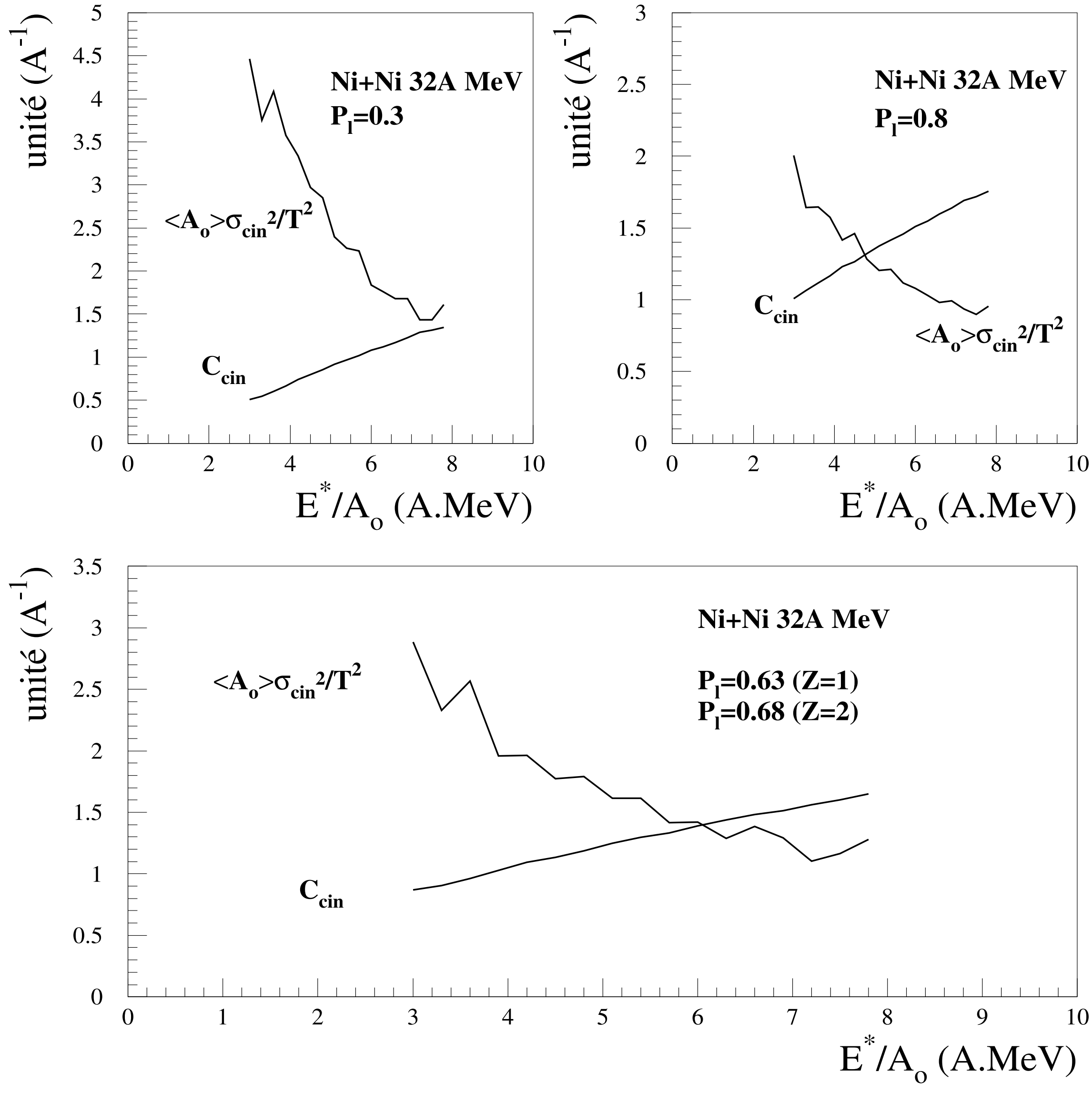

FIG. 5.10 – **Ni+Ni 32*A* MeV**. *Évolution de C_{cin} et de $< A_o > \sigma_{cin}^2/T^2$ en fonction de E^*/A_o pour différentes hypothèses de reconstruction. Le volume de freeze-out considéré est $V = 3V_0$.*

Chapitre 6

Recherche de la décomposition spinodale

6.1 Présentation théorique

6.1.1 Systèmes infinis

Le chapitre précédent a permis de mettre en évidence le passage des noyaux chauds étudiés dans la région de coexistence liquide-gaz du diagramme de phase. Il est souvent suggéré que l'entrée du système dans la zone spinodale, située à l'intérieure de cette région de coexistence, puisse être à l'origine de la multifragmentation.

Le système y est mécaniquement instable: des fluctuations de densité, initialement de faible amplitude, sont amplifiées exponentiellement. Ces fluctuations se traduisent par des oscillations de densité, caractérisées par une pulsation ω et un nombre d'onde $k = 2\pi/\lambda$. Des simulations de champ moyen permettent de définir qu'il existe un nombre d'onde de coupure, k_c, pour lequel toutes les fluctuations avec $k < k_c$ vont croître exponentiellement [Jac96]. La relation entre ω et k (relation de dispersion) est représentée sur la figure 6.1 pour un système nucléaire infini.

Cette courbe présente un maximum pour $k = k_{max}$. Les fluctuations de longueur d'onde $\lambda_{max} = 2\pi/k_{max}$ seront amplifiées plus rapidement que toutes les autres. Concrètement, cela signifie que des domaines de haute et basse densité, de taille λ_{max}, vont apparaître et vont provoquer la cassure du système.

L'introduction des effets quantiques dans les simulations [Ayi95] a pour conséquence de rendre instables les modes tels que $\lambda_{max} \approx 8 - 10$ fm. D'autre part, pour un système nucléaire infini, [Gua96a] trouve un maximum d'instabilité autour de $\lambda \approx 10$ fm. Les fragments résultant doivent donc avoir une taille identique fixée par la valeur de la longueur d'onde du mode le plus instable, estimée aux alentours de 10 fm. La figure 6.2 donne une image de la relation entre la longueur d'onde du mode le plus instable et la taille des fragments.

6.1.2 Systèmes finis

Qu'en est-il maintenant d'une goutte de matière nucléaire finie? L'étude théorique des instabilités spinodales dans les noyaux [Jac96] aboutit à la conclusion suivante: un effet important dû à la taille finie du système est la prise en compte de la multipôlarité L.

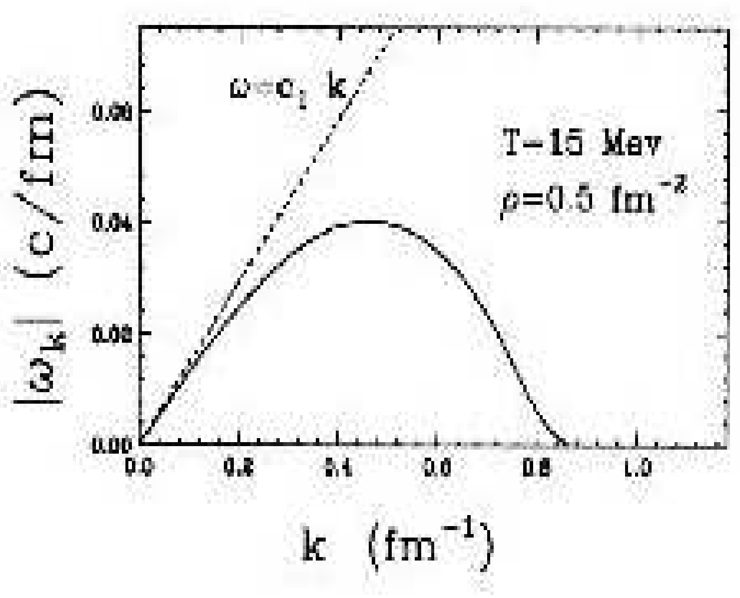

FIG. 6.1 – *Relation de dispersion pour un système nucléaire infini (trait continu). Extrait de [Jac96].*

La multipôlarité du mode le plus instable est reliée à son nombre d'oscillations comme l'illustre la figure 6.3: on conprend que la cassure du système par un mode de multipôlarité L conduit à la formation de L fragments.

Une étude dans le cas d'un système nucléaire à symétrie sphérique est disponible dans [Gua96a, Gua96b]. Un mode instable est caractérisé par une longueur d'onde $2\pi R/L$, où R est le rayon de la source supposée sphérique. La figure 6.4 montre que le taux de croissance des instabilités en fonction de la multipôlarité est pratiquement constant de $L = 2$ jusqu'à une valeur de coupure L_c telle que $L_c \approx Rk_c$.

Par conséquent, la décomposition spinodale d'une source de masse A devrait conduire à la formation de fragments de masses comprises entre $A/2$ et A/L_c.

Le comportement d'un système fini est donc bien différent du système infini. Dans ce dernier cas, la distribution de charge résultante doit être très étroite puisque une longueur d'onde est favorisée - on estime qu'elle correspond à des charges $Z = 10 - 20$ [Cho95b]. La taille finie va élargir la distribution de charge, et ainsi considérablement atténuer la signature de la décomposition spinodale. En réalité, d'autres effets viennent aussi brouiller l'image donnée par un système infini:

- le battement de différents modes,
- la présence de modes instables de grandes longueurs d'ondes,
- la coalescence éventuelle des fragments,
- l'évaporation secondaires des fragments.

Expérimentalement, il faut donc rechercher si le système étudié s'est brisé préférentiellement en fragments de taille égale. Cette tâche s'annonce délicate à cause des phénomènes cités précédemment, au premier rang desquels figure l'effet de taille finie. La production favorisée de fragments de masses égales a déjà été rapportée [Bru92] et la décomposition spinodale apparaissait comme l'explication la plus probable par comparaison avec des modèles statistiques et dynamiques. La surproduction de fragments par rapport à une simple désexcitation statistique, y compris de fragments de masses égales, est aussi prédite pour

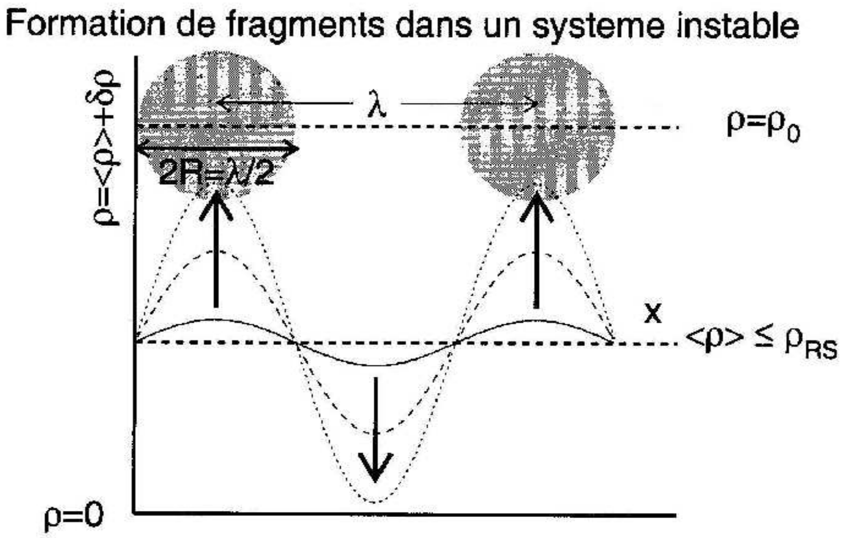

FIG. 6.2 – *Relation entre la taille des fragments et la longueur d'onde du mode le plus instable pour un système infini. Extrait de [Fra98].*

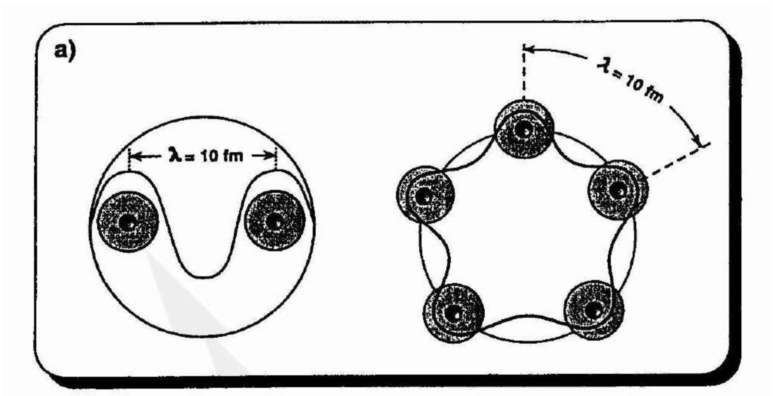

FIG. 6.3 – *Représentation des modes les plus instables dans le cas d'une multipôlarité* $L = 2$ *(à gauche) et* $L = 5$ *(à droite). Extrait de [Gua96a].*

la décomposition de sources de formes particulières [Bau92, Xu93].

L'utilisation de modèles peut en fait être évitée, dans un premier temps, grâce aux fonctions de corrélations. D'un point de vue général, cette technique permet de comparer les événements expérimentaux à des événements où la corrélation recherchée n'existe pas. Dans le cas de la décomposition spinodale, il faut comparer des partitions expérimentales à des partitions purement statistiques. Un écart entre les deux ensembles d'événements ne peut signer qu'une production favorisée de certaines partitions. Nous allons présenter en détail et mettre en oeuvre cette technique dans ce chapitre. Nous pouvons signaler dès à présent que, INDRA ne mesurant pas la masse des fragments, toutes nos études sont menées sur les partitions en charge.

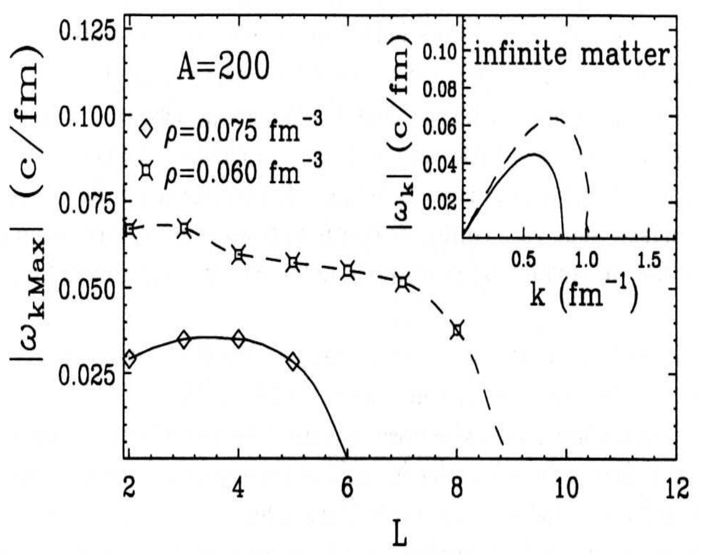

FIG. 6.4 – *Valeur maximale de la fréquence d'un mode instable en fonction de la multipôlarité, pour un système de 200 nucléons et deux densités différentes. Extrait de [Jac96].*

6.2 Corrélations en charge

6.2.1 Statistique et effets de détection

Nous venons de voir que les signaux de décomposition spinodale, s'ils existent, sont nécessairement faibles. Aucune distribution de charge expérimentale ne montre effectivement une surproduction de fragments de charge entre 10 et 15 par exemple. Si nous voulons avoir une chance de mettre en évidence ce phénomène, il est préférable de réunir le plus grand nombre d'événements. Cette condition peut être respectée en Ni+Ni pour lequel nous disposons d'un peu plus de 30000 événements complets. En revanche en Ni+Au la statistique des événements complets décroît dramatiquement (10000 à $52A$ MeV).

Nous décidons par conséquent de relaxer la condition en complétude jusqu'à la limite initiale de 60%.

6.2.2 Corrélations du premier ordre

Notre objectif étant d'examiner les partitions à l'intérieur de chaque événement, le plus naturel est de construire la fonction de corrélation suivante:

$$1 + R(Z_1, Z_2) = \frac{N(Z_1, Z_2)}{D(Z_1, Z_2)}$$

avec (Z_1,Z_2) désignant deux fragments appartenant au même événement dont tous les couples possibles sont pris en compte.

Le numérateur N est le simple comptage du nombre d'événements expérimentaux - dits corrélés - tombant dans chaque case (Z_1,Z_2). Le dénominateur D fait de même avec des événements non corrélés. Sa construction est un point crucial que nous aborderons à plusieurs reprises. Deux contraintes au moins doivent lui être imposées: explorer tout l'espace des couples (Z_1,Z_2) autorisés et bien sûr ne pas contenir l'effet recherché.

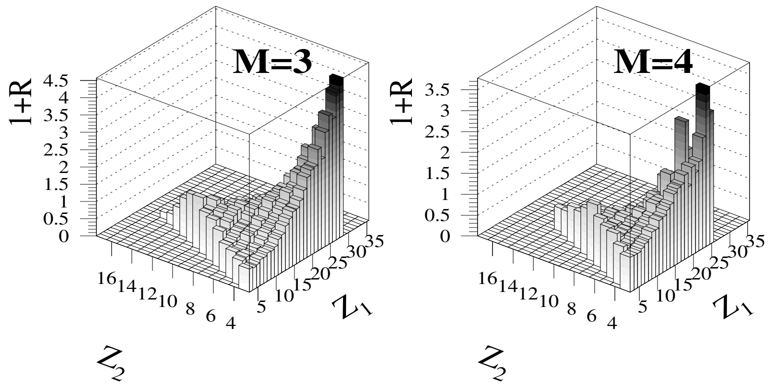

FIG. 6.5 – **Ni+Ni 32*A* MeV**. *Fonctions de corrélation du premier ordre, pour des multiplicités de fragments $M = 3$ et 4.*

Un moyen simple de satisfaire de telles conditions est de choisir au hasard M fragments dans M événements expérimentaux à M fragments. Cela est équivalent à tirer aléatoirement M charges selon la distribution de charge expérimentale des collisions à M fragments. Le procédé est répété un nombre de fois suffisamment grand pour explorer tout l'espace des (Z_1,Z_2) possibles à partir des charges observées, et par la même occasion rendre l'erreur sur le dénominateur négligeable. Enfin numérateur et dénominateur sont normalisés à leur nombre d'événements respectifs.

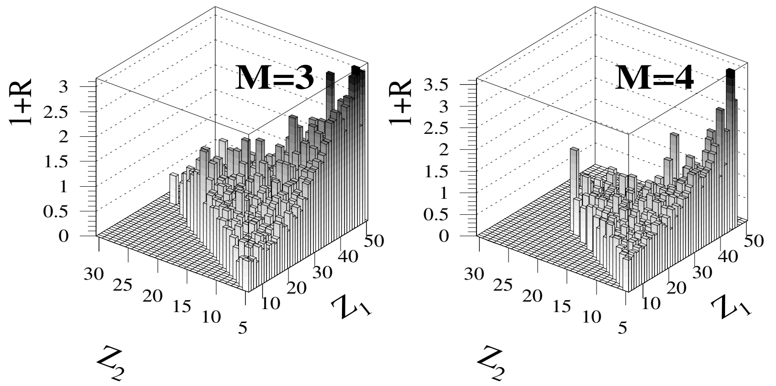

FIG. 6.6 – **Ni+Au 32*A* MeV**. *Fonctions de corrélation du premier ordre, pour des multiplicités de fragments $M = 3$ et 4.*

Dans le cas idéal où D reproduit *toutes* les caractéristiques de N *à l'exception* du phénomène recherché, alors nous attendons une fonction de corrélation *plate* et égale à 1 *partout* ($R = 0$, pas de corrélation), *sauf* pour certaines valeurs des (Z_1,Z_2). Toute déviation significative à $1 + R = 1$ peut alors être interprétée comme un signal physique. Comme nous cherchons une surproduction d'événements produisant des charges égales, alors le signal espéré est un pic dans la fonction de corrélation pour $Z_1 = Z_2$.

Les figures 6.5, 6.6 et 6.7 montrent les résultats obtenus pour les systèmes Ni+Ni et Ni+Au pour différentes multiplicités de fragments. Dans toute la suite, les multiplicités concernées vérifient toutes $M > 2$, afin d'éliminer les événements de fission et de se concentrer sur la multifragmentation. On constate d'emblée que la représentation n'est pas plate, encore moins égale à 1, et ce quel que soit le système; cette structure signifie que le dénominateur ne reproduit pas les partitions du numérateur; nous y reviendrons plus précisément dans la section suivante.

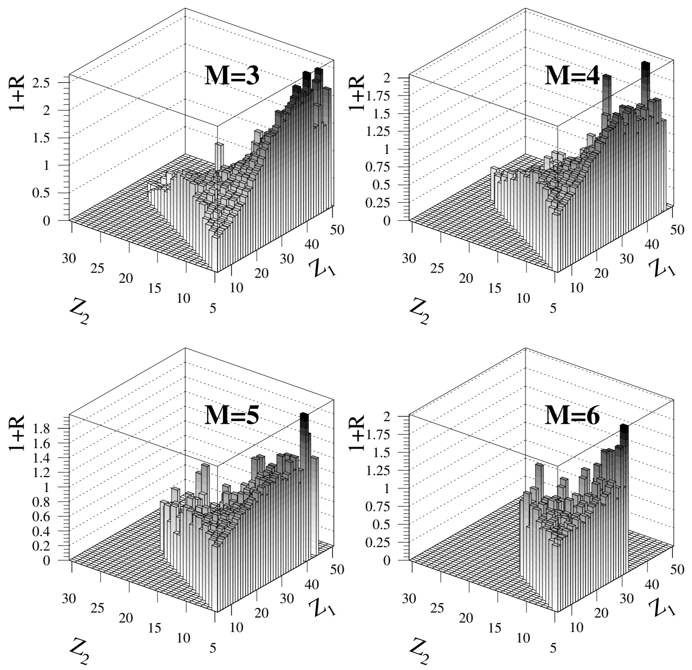

FIG. 6.7 – **Ni+Au 52A MeV**. *Fonctions de corrélation du premier ordre, événements ayant trois à six fragments.*

Aucun pic ne se dégage clairement en Ni+Au. La situation est moins nette en Ni+Ni pour les petits $< Z >$. L'évolution de la fonction de corrélation en fonction de Z_2 pour différents Z_1 est détaillée dans les figures 6.8 et 6.9. En réalité la fonction de corrélation croît presque continuement jusqu'à $Z_1 = Z_2$. Aucun pic ne se distingue donc réellement d'une structure globale assez complexe.

Cette première analyse en corrélation en charge ne révèle donc aucun phénomène physique recherché. Nous sommes incités à appliquer une autre méthode beaucoup plus puissante que les simples corrélations à deux fragments.

6.2.3 Corrélations d'ordre supérieur

La référence [Mor96] propose d'utiliser les corrélations d'ordre supérieur pour rechercher une surproduction d'événements contenant des fragments de taille égale.

La fonction de corrélation est donnée par:

$$1 + R(< Z >, \sigma) = \frac{N(< Z >, \sigma)}{D(< Z >, \sigma)}$$

où $< Z >$ est la valeur moyenne des charges des fragments d'un événement, et σ est leur écart-type.

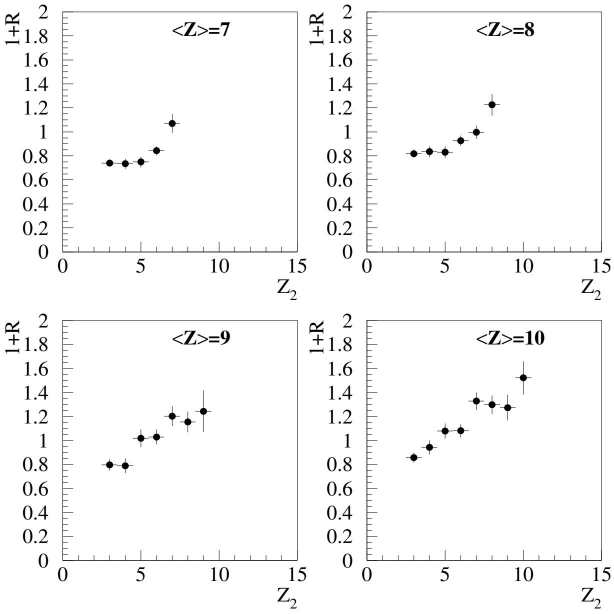

FIG. 6.8 – **Ni+Ni 32*A* MeV.** *Évolution de la fonction de corrélation du premier ordre avec Z_2 pour différents Z_1 (voir texte), $M = 3$.*

[Mor96] définit l'écart-type par $\sigma^2 = \frac{1}{M-1}\sum_{i=1}^{M}(Z_i - <Z>)^2$, nous utilisons cette définition bien que la définition usuelle en $1/M$ soit tout aussi pertinente. Les résultats ne dépendent pas de ce choix.

Ces deux variables $<Z>$ et σ condensent ainsi l'information sur les partitions pour chaque événement, contrairement à la méthode précédente, tout en conservant la clarté de l'interprétation finale: si le signal existe alors il se manifestera pour les faibles valeurs de σ.

Le dénominateur peut être calculé comme dans la section précédente, en générant des pseudo-événements et en comptant le nombre de coïncidences pour chaque couple $(<Z>,\sigma)$. Une première amélioration a été apportée par [Des02] qui a montré la stricte équivalence entre cette procédure et l'utilisation de la formule:

$$D(<Z>,\sigma|M) = M!\sum_{\mathbf{n}}\prod_{Z}\frac{P^{n_Z}(Z|M)}{n_Z!}\quad\delta(M-\textstyle\sum_Z n_Z)\delta(<Z> - \frac{\sum Z n_Z}{M})$$
$$\times\delta(\sigma^2 - \frac{1}{M-1}(\sum Z^2 n_Z - M <Z>^2)) \tag{6.1}$$

qui donne la probabilité d'obtenir une valeur moyenne $<Z>$ et un écart-type σ pour une multiplicité de fragments M, avec $\mathbf{n}$:$(n_{Z_{min}}...n_{Z_{max}})$ le vecteur partition de fragments, n_Z le nombre de fragments de charge Z et $P(Z)$ la probabilité expérimentale de la charge Z. Avec ces notations $M = \sum n_Z$, $<Z> = \frac{\sum Z n_Z}{M}$, $\sigma^2 = \frac{1}{M-1}(\sum Z^2 n_Z - M <Z>^2)$.

La somme s'étend sur toutes les partitions possibles à M fragments et le produit sur toutes les valeurs possibles des charges, avec $Z \in [Z_{min}, Z_{max}]$.

Appliquer la formule (6.1) revient à construire un nombre infini de pseudo-événements. Ce calcul rigoureux 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

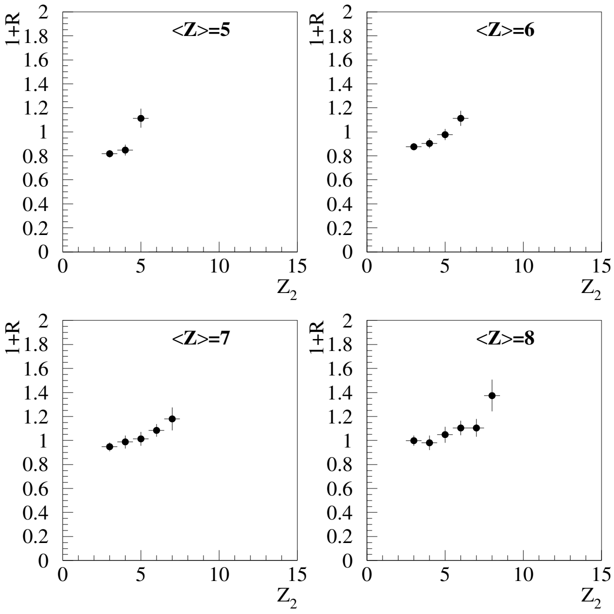

FIG. 6.9 – **Ni+Ni 32*A* MeV**. *Évolution de la fonction de corrélation du premier ordre avec Z_2 pour différents Z_1 (voir texte), $M = 4$.*

prend a priori lui aussi des valeurs faibles. Les sources d'incertitudes se réduisent alors aux seules probabilités expérimentales $P(Z)$.

N.B: Dans toute la suite l'expression "fonction de corrélation" référera à ce type de corrélation d'ordre supérieur; et M désignera la multiplicité de fragments.

6.2.4 Application au Tirage de toutes les Partitions Possibles (TPP) d'une charge totale donnée

Cette section va nous permettre de savoir comment se comporte la méthode avec un modèle statistique simple.

Nous avons entrepris de tester la méthode sur un modèle de fragmentation simple se reposant uniquement sur les lois de conservation fondamentales. Le modèle de l'information minimum correspond à ce souhait. En effet il postule que toutes les partitions d'une charge totale Z_{tot} donnée sont équiprobables: $P(\{n_Z\}) = 1/N(Z_{tot})$.

La référence [Abr65] fournit une valeur approchée du nombre de partitions d'un noyau de taille Z_{tot}: $N(Z_{tot}) \approx \frac{\exp(\pi\sqrt{2Z_{tot}/3})}{4Z_{tot}\sqrt{3}}$. Le nombre total de partitions augmente vite avec avec Z_{tot}, il est donc nécessaire de se restreindre à des valeurs raisonnables. Dans la suite nous considérons la valeur $Z_{tot} = 50$, et nous étudions les corrélations en charge sur toutes les partitions possibles de cette charge totale.

La première étape est la construction de la fonction de corrélation pour cet ensemble, et pour plusieurs multiplicités de fragments. La figure 6.10 donne les résultats. Chaque intervalle en $< Z >$ et en σ est d'une unité, le premier intervalle en σ contient donc des événements tels que $\sigma < 1$.

La structure observée indique une nouvelle fois que le dénominateur ne reproduit pas exactement le numérateur. Dans le cas des simulations comme des données expérimen-

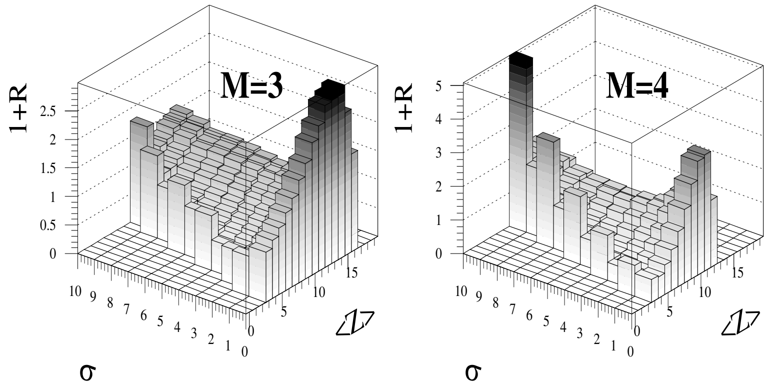

FIG. 6.10 – *Fonctions de corrélations pour toutes les partitions possibles de la charge $Z = 50$ pour $M = 3$ et 4.*

tales, nous devrons donc rechercher un ou des pics qui se superposent au-dessus de cette structure.

Nous constatatons également sur la figure 6.10 la présence de pics nettement visibles dans le premier intervalle en sigma, ainsi que pour le sigma maximal pour chaque $< Z >$, pour toutes les multiplicités de fragments. Cet effet inattendu de notre part signifie que le modèle de l'information minimum contient des corrélations non physiques visibles pour les partitions à charges égales, et pour celles contenant un gros fragment accompagné d'autres de même taille.

Cette corrélation est due uniquement au problème de discernabilité des particules [Des02]. Par exemple les partitions de la charge totale $Z = 4$ sont {4}, {3,1}, {2,2}, {2,1,1}, {1,1,1,1}. Chacune a le même poids 1/5. Expérimentalement les fragments sont discernables (du point de vue de leur énergie, direction,...); pour rétablir cette discernabilité dans TPP il suffit de pondérer chaque partition par le nombre de permutations de ses charges $M!/\prod n_Z!$. La prise en compte de ce problème supprime les pics, comme cela est visible sur la figure 6.11.

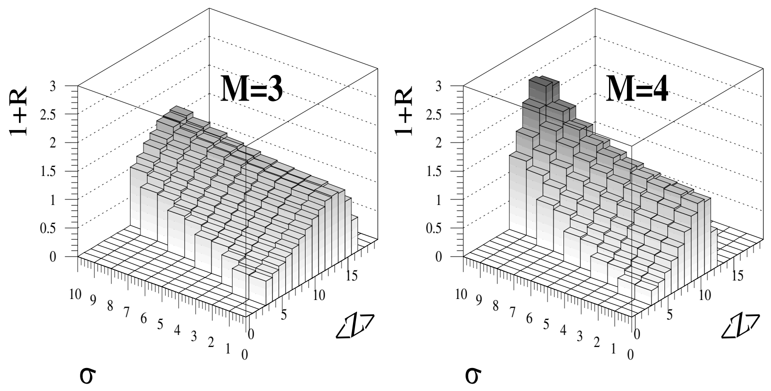

FIG. 6.11 – *Fonctions de corrélation pour la simulation TPP pondérée (voir texte).*

Nous avons donc obtenu un modèle de l'information minimum pondéré ne présentant pas de corrélations. Nous allons en profiter pour étudier l'effet du dispositif expérimental, qui ne doit pas créer de signal. Toutes les partitions de la charge $Z = 50$ doivent être filtrées. Elles seront bien sûr pondérées comme précédemment pour éliminer les pics combinatoires. Il faut donc attribuer à chaque fragment une masse, une énergie et une impulsion au hasard, ainsi qu'une vitesse à la source fictive. Cette procédure, que nous appelons hypothèse minimum dynamique, est détaillée dans l'annexe C. Elle reste fidèle à la volonté d'imposer les lois de conservation, en l'occurence celle de l'énergie, de l'impulsion et de la masse totales venant s'ajouter à la conservation de la charge totale. Chaque partition subit 20 fois ce traitement. La vitesse de source imposée (1.7 cm/ns) est volontairement lente pour diminuer l'efficacité de détection.

La figure 6.12 montre un exemple de résultat pour $M = 3$ et $M = 4$. La multiplicité de fragments considérée est celle après filtre. La fonction de corrélation est altérée mais pas au point de créer des pics significatifs. Pour $M = 3$ le filtre a même tendance à diminuer la valeur de $1 + R$ à $\sigma < 1$.

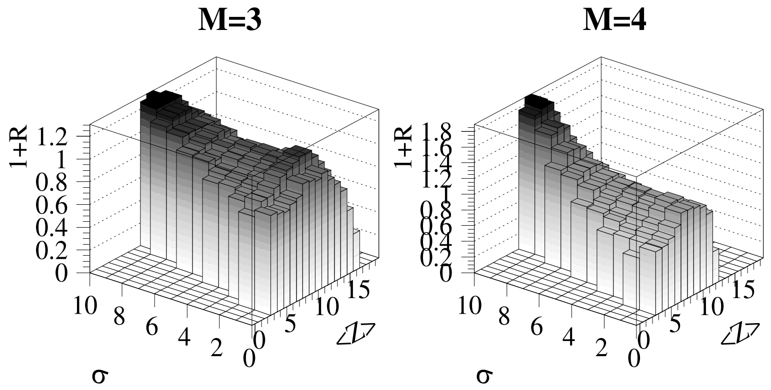

FIG. 6.12 – *Fonctions de corrélation pour la simulation TPP pondérée (voir texte) et filtrée.*

En conclusion la méthode de corrélation en charge se révèle robuste face à une simulation simple fondée sur la combinatoire, filtrée ou pas. Le rôle du dispositif expérimental a aussi été clarifié.

6.2.5 Application aux données expérimentales

Nous présentons maintenant les résultats pour nos différents systèmes. Les fragments sont définis par $Z \geq 3$ pour Ni+Ni, et par $Z \geq 5$ pour Ni+Au, afin de tenir compte de la taille du système et de pouvoir comparer nos résultats avec [Bor01], dont l'étude en corrélation est menée sur un système de masse similaire.

a- Résultats Ni+Au

Les figures 6.13 et 6.14 présentent les fonctions de corrélations pour le système Ni+Au à $32A$ et $52A$ MeV pour différente multiplicités de fragments. Ce genre de graphes apporte une information qualitative sur la forme globale de la corrélation. Un seuil en nombre de coups (3) a été imposé. L'intervalle en σ est toujours d'une unité. Cette acceptance permet d'inclure dans le premier intervalle des événements de décomposition spinodale, dont les fragments ont vu leur charge modifiée par désexcitation secondaire.

Les graphiques pour Ni+Au à $32A$ MeV ne montrent aucun signal et quasiment aucun événement - rappelons qu'un seuil est appliqué - à $\sigma < 1$. Au vu des résultats du chapitre 4 sur la fragmentation de ce système, la rareté des événements à petit sigma n'est pas étonnante.

À 52A MeV des pics sont visibles dans le premier intervalle en sigma. Les plus marqués correspondent à $< Z >= 12$ ($M = 3$) et $< Z >= 9$ ($M = 4$).

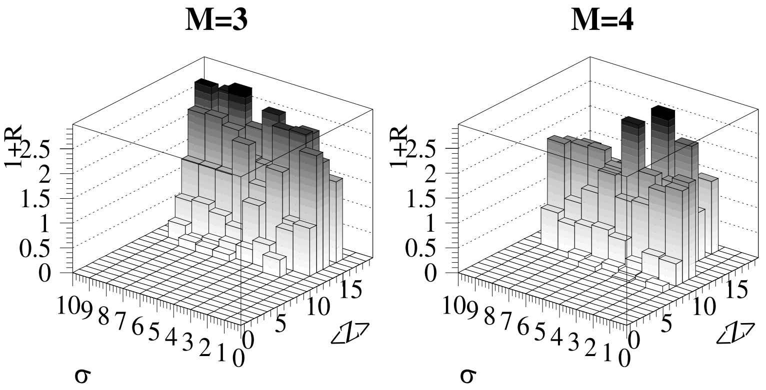

FIG. 6.13 – **Ni+Au 32A MeV.** *Fonctions de corrélation pour $M = 3$ et $M = 4$.*

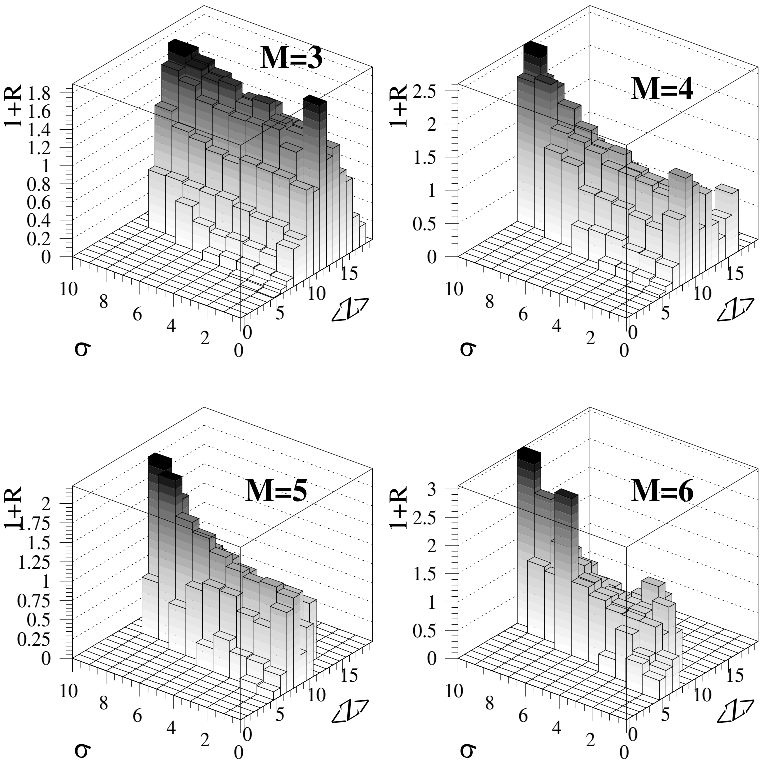

FIG. 6.14 – **Ni+Au 52A MeV.** *Fonctions de corrélation pour $M = 3$ à $M = 6$.*

Le lot de monosources à 52A MeV est donc susceptible de contenir des signaux fossiles de décomposition spinodale alors que nous pouvons exclure cette hypothèse pour Ni+Au 32A MeV.

b- Résultats Ni+Ni

La statistique est suffisante pour $M = 3$ et $M = 4$ seulement. Sur la figure 6.15 le premier intervalle en sigma contient des événements mais aucun pic ne se dégage au-dessus de la structure.

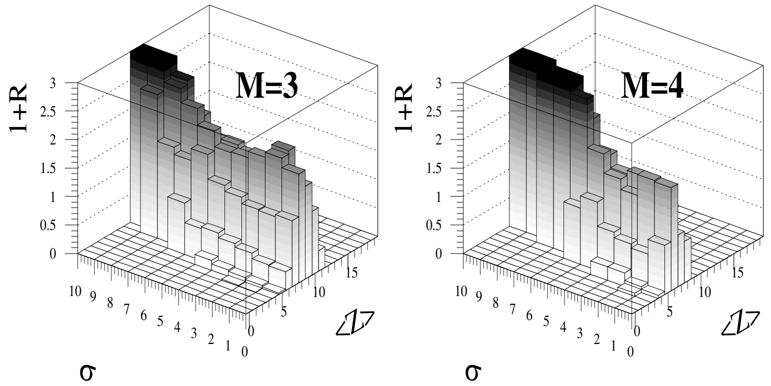

FIG. 6.15 – **Ni+Ni 32A MeV.** *Fonctions de corrélation pour* $M = 3$ *et* $M = 4$.

Ce résultat tend à démontrer que les sources formées en Ni+Ni à 32A MeV ne subissent pas de décomposition spinodale; ou bien que les signaux fossiles de ce mécanisme sont trop faibles. Avant de statuer sur une explication physique il est préférable d'attendre l'application d'une autre méthode (chapitre 6.3).

b- Validité statistique des signaux

Les pics observés ne pourront être considérés comme des signaux physiques que si nous pouvons démontrer leur fiabilité. Ce travail nécessite de connaître l'allure de la fonction de corrélation *en l'absence* du phénomène recherché, afin de démontrer si oui ou non notre fonction de corrélation expérimentale s'en éloigne significativement.

La solution adoptée est d'ajuster la variation de la fonction de corrélation sur l'intervalle en σ entre 2 et σ_{max} pour chaque $< Z >$, puis d'extrapoler la courbe obtenue jusqu'en $\sigma < 1$. Cette hypothèse semble raisonnable puisque le modèle TPP pondéré présenté dans la section précédente exhibait une fonction de corrélation régulièrement décroissante pour σ tendant vers 0. La figure 6.16 illustre le procédé.

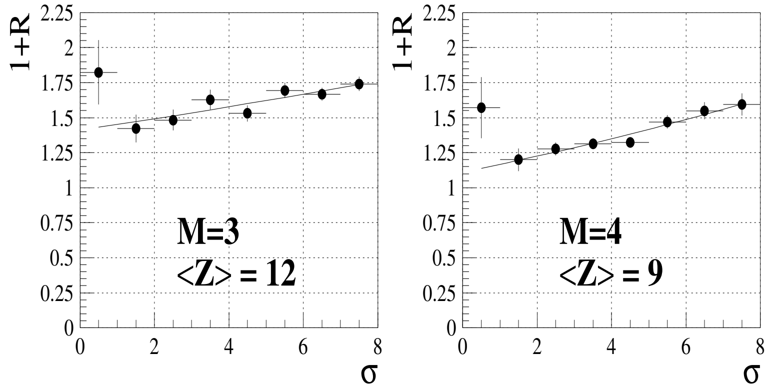

FIG. 6.16 – **Ni+Au 52A MeV.** *Évolution de la fonction de corrélation avec* σ *pour* $< Z >= 12$ *(*$M = 3$*) et* $< Z >= 9$ *(*$M = 4$*). Les droites correspondent aux ajustements obtenus pour* $1 < \sigma \leq 8$.

Les extrapolations constituent donc un fond au-dessus duquel se rajoutent éventuellement des corrélations.

La figure 6.17 intègre toutes les extrapolations effectuées en montrant l'évolution de la fonction de corrélation et du fond pour $\sigma < 1$.

Pour $M = 3$, les points sont systématiquement au-dessus du fond pour $< Z > \in [12, 16]$; de même pour $M = 4$ et $< Z > \in [8, 13]$. Ces points apparaissent à au moins un sigma du fond, ce qui constitue un premier critère de validation statistique des signaux. Les pics principaux sont $< Z >= 12$ pour $M = 3$ et $< Z >= 9$ pour $M = 4$ avec des barres d'erreur encore plus nettement au-dessus du fond, à environ deux sigmas.

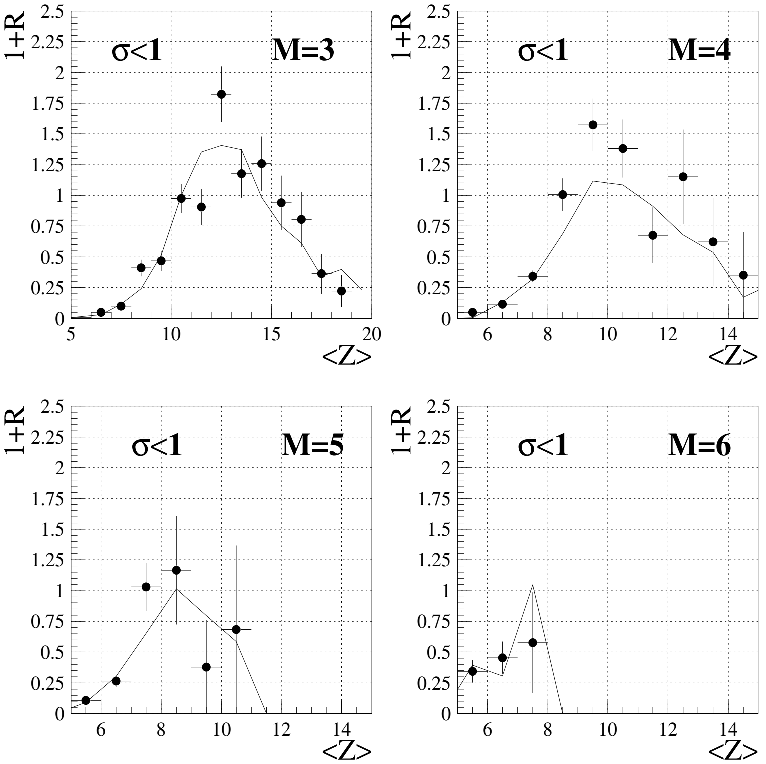

FIG. 6.17 – **Ni+Au 52*A* MeV**. *Évolution de la fonction de corrélation (points) et du fond (lignes) avec $< Z >$ pour $\sigma < 1$ (points) et différentes multiplicités de fragments M.*

La connaissance du fond nous permet également de calculer la signifiance de chaque pic [Sap90]. Pour cela nous formulons l'hypothèse, dite hypothèse nulle, qu'*aucun* phénomène *physique* ne crée la corrélation observée. Nous calculons alors la probabilité d'obtenir un pic d'une hauteur égale ou supérieure à la hauteur expérimentale de la manière suivante.

Nous considérons d'abord le cas où le fond est égal à 1. Puisque nous supposons qu'il n'y a pas de corrélation, la fonction de corrélation doit donc tendre vers 1 pour un nombre infini d'événements, soit:

$$\lim_{n(M)\to\infty} N(< Z >, \sigma \mid M) = D(< Z >, \sigma \mid M)$$

où $n(M)$ est le nombre d'événements à M fragments. Autrement dit la probabilité p qu'un événement tombe dans la case $[< Z >,\sigma]$ est donnée par la valeur du dénominateur en cette case. Nous notons $p = D(< Z >, \sigma \mid M)$.

La probabilité que k événements parmi les $n(M)$ appartiennent à cette case est donc simplement donnée par une binômiale:

$$P(k) = C^k_{n(M)} p^k (1-p)^{n(M)-k}$$

Nous pouvons maintenant calculer la probabilité α que le pic ait une hauteur supérieure ou égale à la hauteur mesurée expérimentalement; si cette probabilité est faible alors l'hypothèse nulle est probablement fausse, la signifiance S du pic est grande et celui-ci traduit bien un signal physique.

$$\alpha = 1 - S = \sum_{k=N}^{n(M)} P(k)$$

avec N le nombre d'événements tombant dans la case considérée.

Dans notre cas, nous devons tenir compte du fond, qui implique qu'en l'absence de corrélation, la fonction de corrélation ne tend pas vers l'unité, mais vers une valeur $F(<Z>, \sigma)$:

$$\lim_{n(M)\to\infty} \frac{N(<Z>, \sigma \mid M)}{D(<Z>, \sigma \mid M)} = F(<Z>, \sigma \mid M)$$

La probabilité, sous l'hypothèse nulle, qu'un événement tombe dans la case $[<Z>,\sigma]$ s'écrit donc:

$$p = F(<Z>, \sigma \mid M) D(<Z>, \sigma \mid M)$$

Une signifiance de 50% correspond à l'absence de corrélation c'est-à-dire à une chance sur deux d'être au-dessus du fond.

Pour les deux plus grands pics observés, les signifiances sont d'environ 99%, nous en déduisons que les pics sont des signaux physiques signifiants:

Les signaux mis en évidence en Ni+Au à 52A MeV traduisent une surproduction d'événements contenant des fragments de charges quasi-identiques. Ce signal est en accord avec les prédictions sur la décomposition spinodale.

La complétude de 60% ne doit pas être oubliée; il est probable qu'un signal pour une multiplicité observée M corresponde à une partition de charges quasi-identiques de multiplicité supérieure à M avant sa détection. Mais le dénominateur étant construit avec ces événements non complets, l'effet de la complétude est inclus dans la fonction de corrélation.

c- Représentativité et fiabilité des événements

Les caractéristiques des événements présents dans les pics sont présentées par la figure 6.18.

Les fragments en surproduction ne se distinguent pas des autres pas leur distribution angulaire ni par leur énergie cinétique moyenne, même si la tendance serait peut-être à des valeurs plus faibles de ces énergies; une tendance visible aussi pour l'étude en Xe+Sn [Tab00].

Nous avons également vérifié la qualité de l'identification des événements concernés en les recherchant directement dans leur matrice d'identification. Aucun fragment concerné ne s'est révélé douteux de ce point de vue.

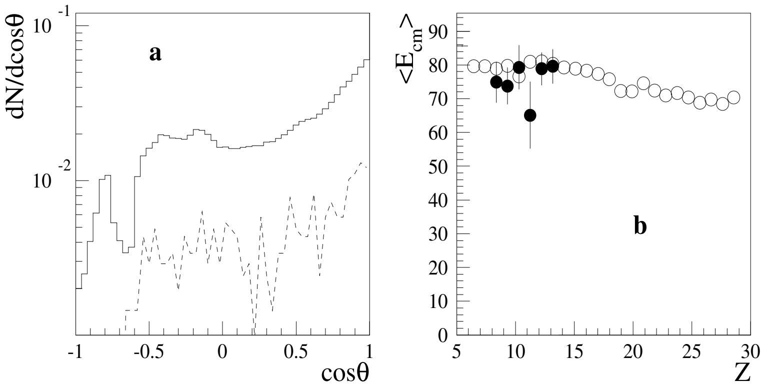

FIG. 6.18 – *a) Distribution de* $\cos\theta$ *pour tous les événements (trait plein) et les événements dans les pics (tirets). La normalisation est arbitraire. b) Énergie cinétique moyenne dans le centre de masse en fonction de la charge pour tous les événements (ronds vides) et les événements dans les pics (ronds noirs).*

Nous pouvons donc conclure que les événements de décomposition spinodale ne se distinguent pas cinématiquement des autres par une analyse rapide, et surtout que le signal de surproduction n'est pas dû à des événements douteux, du point de vue de la sélection comme de l'identification.

6.2.6 Faut-il contraindre le dénominateur autrement?

La référence [Cha00] propose une autre construction du dénominateur, en lui imposant de reproduire la distribution de Z_{bound} expérimentale.

La méthode proposée consiste à choisir une partition expérimentale, puis dans cette partition, deux fragments Z_1 et Z_2 de charge totale $Z_1 + Z_2$. On recherche ensuite un autre couple de fragments ayant la même charge totale, dans un autre événement. Les deux couples de fragments trouvés, il suffit de les échanger.

En itérant cette procédure plusieurs fois, on obtient un ensemble d'événements conservant les distributions de charge et de Z_{bound} expérimentales.

La figure 6.19 montre le résultat obtenu avec les données Ni+Au à 52A MeV, pour un nombre d'itération 50 fois plus grand que le nombre d'événements pour chaque multiplicité de fragments.

La corrélation (figure 6.19) a évolué mais présente toujours une remontée aux petits sigmas; ces remontées ne peuvent plus être attribuées à la non conservation de la distribution de Z_{bound}. En réalité, cette technique de construction du dénominateur s'est avérée très sensible au nombre d'itérations; la valeur de la fonction de corrélation résultante fluctue énormément. Il est donc difficile d'interpréter rigoureusement un résultat avec une telle méthode.

D'un point de vue plus général, on peut se demander pourquoi la distribution de Z_{bound}doit être la seule à être reproduite. D'autres variables comme le Z_{max} sont a priori tout aussi pertinentes.

Nous préférons donc abandonner la méthode de [Cha00] pour appliquer les vraies contraintes physiques au événements non corrélés: c'est l'objet de la section suivante.

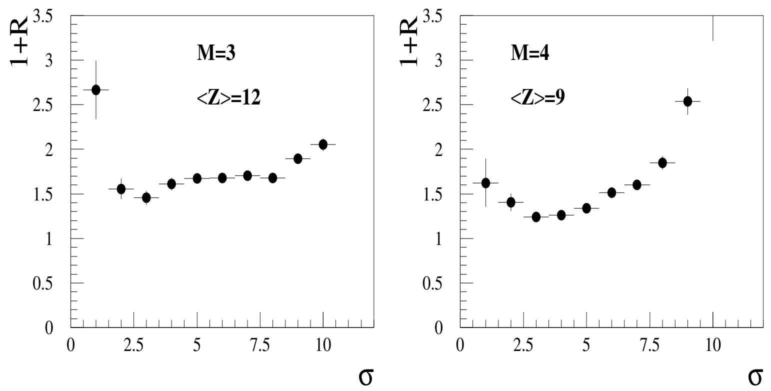

FIG. 6.19 – *Évolution de la fonction de corrélation conservant la distribution de Z_{bound} en fonction de σ, pour $M = 3$ ($< Z >= 12$) et $M = 4$ ($< Z >= 9$).*

6.3 Corrélations en charge avec dénominateur conservant la charge totale

6.3.1 Formalisme

La non conservation de la distribution de Z_{bound} par le dénominateur introduit des corrélations indésirables mais non physiques: la vraie grandeur qui crée les corrélations lors de la brisure de la source est bien sûr sa charge totale. C'est donc cette grandeur qu'il est pertinent de vouloir conserver.

L'objectif est toujours de construire un dénominateur algébrique avec le minimum d'hypothèses - afin de s'assurer que ces événements sont bien décorrélés. La formule (6.1) nous le permettait, mais en utilisant les probabilités expérimentales des charges, qui sont affectées par la conservation de la charge totale. Il faut donc trouver un cadre plus général. Nous allons donc supposer qu'il n'existe aucune corrélation entre les charges lors de la cassure de la source. Cela signifie que chacune d'elle est entièrement décrite par une probabilité d'émission ${}^iP(Z)$ que nous appellerons probabilité intrinsèque. Ce modèle de fragmentation correspond à l'hypothèse d'émissions indépendantes, dans laquelle chaque charge est émise indépendamment des autres selon sa probabilité ${}^iP(Z)$ uniquement.

La probabilité d'une partition s'écrit donc [Des02]:

$$P_{cc}(\mathbf{n}) = \alpha\,(\sum_{Z\geq 1} n_Z)! \prod_{Z\geq 1} \frac{{}^iP(Z)^{n_Z}}{n_Z!} \tag{6.2}$$

où $\mathbf{n}$ est une partition qui vérifie implicitement $\sum Z n_Z = Z_{tot}$.

Nous prenons désormais en compte toutes les charges $Z \geq 1$. Si nous introduisons la contrainte de conservation de la charge totale, la formule (6.2) devient:

$$P_{cc}(\mathbf{n}) = \alpha(\sum_Z n_Z)! \prod \frac{{}^iP(Z)^{n_Z}}{n_Z!} \delta_{Z_{tot},\sum_Z Z n_Z} \tag{6.3}$$

où P_{cc} désigne la probabilité de la partition $\mathbf{n}$ conditionnée par la charge totale, α est un facteur de normalisation.

Cette formule n'est utilisable en l'état que si nous connaissons les probabilités intrinsèques. La démarche à suivre est d'ajuster les probabilités expérimentales des partitions par cette formule. Les résultats présentés dans [Tab02] montrent d'excellents résultats de la procédure de minimisation sur des données complètes à 80%. Elle est applicable à nos événements Ni+Ni eux aussi bien détectés. Mais le système Ni+Au ne bénéficie pas d'une si bonne qualité de détection, et notre essai de minimisation s'est soldé par un échec. Il est donc nécessaire de modifier la formule (6.3) afin d'y inclure les effets expérimentaux.

Une efficacité de détection ε doit être introduite. A priori celle-ci dépend de la charge et de la multiplicité de l'événement: $\varepsilon \equiv \varepsilon(z, m)$. Par souci de simplification nous voulons faire l'hypothèse que ε est une constante. Pour savoir le degré de pertinence de cette hypothèse nous avons repris exactement la simulation du paragraphe 6.2.4, permettant de filtrer toutes les partitions possibles de la charge $Z = 80$ grâce à l'hypothèse minimum dynamique. En réalité, seules 250000 partitions choisies au hasard ont été utilisées, pour des considérations d'ordre informatique (temps de calcul). L'efficacité de détection est alors calculée pour chaque charge Z par le rapport entre le nombre de charge Z avant filtre et le nombre après filtre.

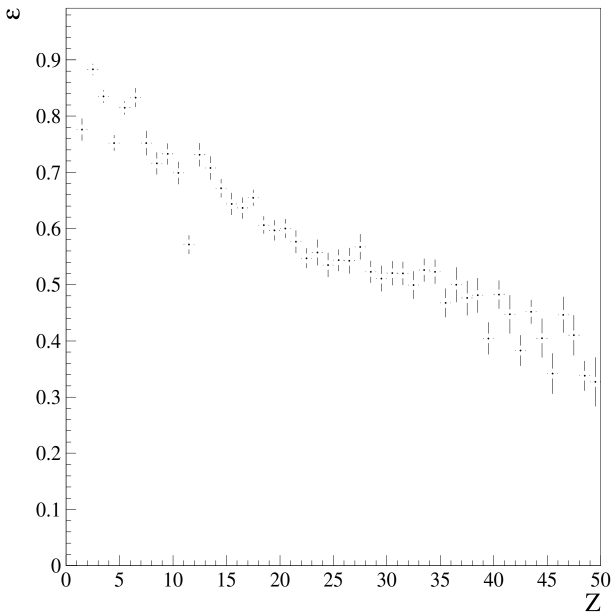

FIG. 6.20 – *Efficacité de détection en fonction de la charge pour la simulation d'hypothèse minimum dynamique appliquée à toutes les partitions de la charge $Z = 80$.*

D'après la figure 6.20, l'efficacité moyenne est de 0.5 environ. Nous avons constaté ce comportement pour plusieurs multiplicités totales. Nous fixons pour la suite $\varepsilon = 0.5$.

Comment inclure ce nouveau paramètre dans notre formalisme? La formule (6.3) donne en réalité la probabilité d'une partition $\mathbf{n}$ de multiplicité m *avant* de subir l'effet du dispositif expérimental. Nous voulons obtenir la probabilité $P_{obs}(\mathbf{n}')$ d'une partition *observée* $\mathbf{n}'$ de multiplicité totale m'. La probabilité de non détection des charges est $1 - \varepsilon$ que nous noterons ${}^iP(0)$. La normalisation des probabilités intrinsèques s'écrit maintenant $\sum_{Z=0}^{Z_{tot}} {}^iP(Z) = 1$. La probabilité d'une partition dépend de la probabilité d'observer les Z réellement détectés *et* de la probabilité de ne pas détecter les autres Z:

$$P_{obs}(\mathbf{n}') = \alpha(\sum n_Z)! \prod_{Z=0}^{Z_{tot}} \frac{{}^iP^{n'_Z}(Z)}{n'_Z!} \tag{6.4}$$

Il suffit ensuite d'exprimer (6.4) en séparant les termes relatifs aux particules détectées et non détectées:

$$P_{obs}(\mathbf{n}^{'}) = \alpha(\sum n_Z)! \frac{{}^{i}P_Z^{m-m^{'}}(0)}{(m-m^{'})!} \prod_{Z=1}^{Z_{tot}} \frac{{}^{i}P^{n^{'}_Z}(Z)}{n^{'}_Z!}$$

où $m - m^{'} = n_0^{'}$ est le nombre de particules chargées non détectées. La multiplicité m avant filtre étant inconnue une simplification consiste à lui attribuer sa valeur moyenne lorsque la multiplicité détectée est $m^{'}$: $m =< m >= m^{'}/\varepsilon$. On obtient finalement:

$$P_{obs}(\mathbf{n}^{'}) = \alpha \frac{\Gamma(\frac{m^{'}}{\varepsilon}+1)}{\Gamma(m^{'}(\frac{1}{\varepsilon}-1)+1)}(1-\varepsilon)^{m^{'}\frac{1-\varepsilon}{\varepsilon}} \prod_{Z} \frac{{}^{i}P^{n^{'}_Z}(Z)}{n^{'}_Z!} \tag{6.5}$$

où $\Gamma(x)$ est la fonction gamma telle que $\Gamma(x+1) = x!$. Cette relation est surdéterminée puisque le nombre d'équations est supérieur au nombre d'inconnue (les ${}^{i}P(Z)$), et n'est pas inversible: nous allons donc déterminer les ${}^{i}P(Z)$ par minimisation.

6.3.2 Calcul des probabilités intrinsèques

Nous allons ajuster les probabilités expérimentales des partitions par les formules établies dans la section précédente, selon le système.

Nous faisons donc l'hypothèse que les corrélations autres que celles dues à la conservation de la charge sont faibles.

La procédure de minimisation du χ^2 est menée sous la contrainte de la multiplicité totale. Le χ^2 non normalisé est défini par $\chi^2 = \sum_{\mathbf{n}} \frac{(P_{mod}(\mathbf{n})-P_{exp}(\mathbf{n}))^2}{P(\mathbf{n})}$ où n désigne une partition expérimentale, $P_{mod}(\mathbf{n})$ sa probabilité d'après le modèle et $P_{exp}(\mathbf{n})$ sa probabilité expérimentale.

En appliquant ces formules aux données, deux hypothèses sont faites implicitement. D'abord ces formules sont valables pour la cassure d'une source avec charge totale fixe. Or nous savons qu'expérimentalement les fluctuations sur les particules de pré-equilibre sont responsables d'une distribution de taille de source. Ensuite, nous incluons toutes les particules détectées, alors que nous devrions rejeter les particules de pré-équilibre. Il est possible théoriquement d'éviter ces approximations [Des], mais au prix de calculs beaucoup plus lourds.

Lorsque la procédure de minimisation a convergé, nous pouvons utiliser les probabilités intrinsèques pour représenter quelques distributions fournies par le modèle; elles sont comparées aux distributions expérimentales.

a- Ni+Ni 32A MeV

La minimisation est menée avec la formule (6.3) sur l'ensemble des événements complets.

Sont représentées, les distributions de charge pour différentes multiplicités totales, ainsi que les distributions de probabilités intrinsèques, de multiplicité totale, de Z_{max} et de Z_{bound}, pour les événements à 3 (figures 6.21 et 6.22) et 4 fragments (figures 6.23 et 6.24).

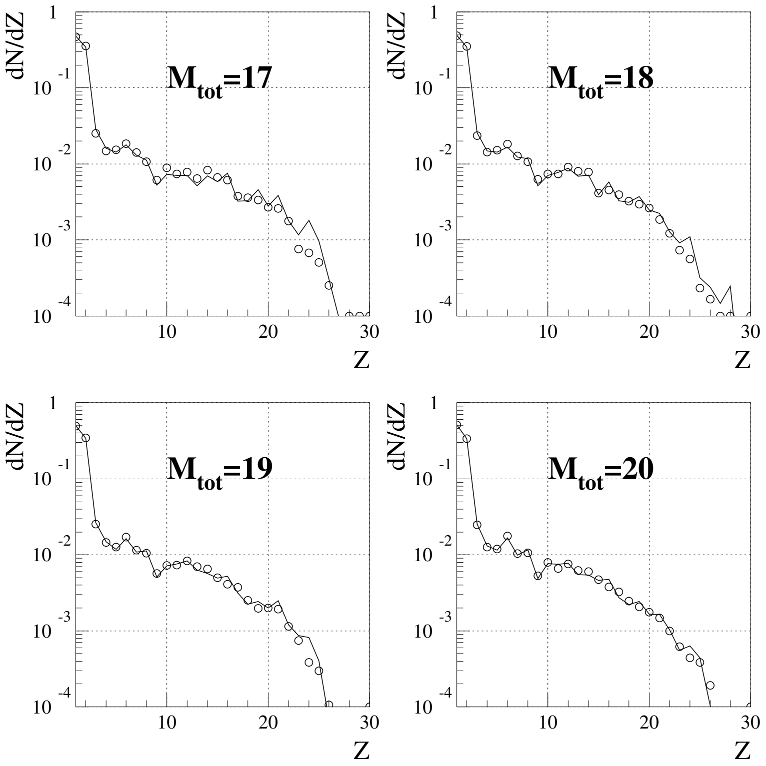

FIG. 6.21 – **Ni+Ni 32A MeV,** $M = 3$. *Distributions de charge expérimentales (symboles) et obtenues par le modèle (lignes) pour différentes multiplicités totales.*

Les χ^2 normalisés obtenus sont de 1.4 à $M = 3$ et 1.2 à $M = 4$. Les distributions de charge (figures 6.21 et 6.23) sont tracées pour différentes multiplicités totales les plus représentées dans l'échantillon. Elles sont toutes plutôt bien reproduites mais quelques désaccords subsistent surtout pour $M = 3$. Le constat est le même pour les autres distributions (figures 6.22 et 6.24 b, c et d). Si la multiplicité totale est parfaitement reproduite par contrainte, il n'en va pas de même avec le Z_{bound} et avec le Z_{max}. Le modèle rend difficilement compte des faibles et grandes valeurs de ces variables. Nous devrons donc éliminer de nos analyses les événements mal reproduits. Enfin, la procédure de minimisation a convergé vers un ensemble de probabilités intrinsèques donné figures 6.22a et 6.24a. Ces probabilités sont relativement constantes à partir de $Z \geq 3$. La chute de ${}^iP(Z)$ à 0 pour $M = 4$ est certainement due à un problème de minimisation. Tous ces résultats semblent indiquer que notre échantillon est plus ou moins compatible avec un scénario d'émissions indépendantes où les corrélations triviales comme les lois de conservation sont l'effet dominant. En outre dans le cadre de ce modèle les fragments sont émis avec sensiblement la même probabilité. Les quelques désaccords observés doivent toutefois faire prendre ce constat avec prudence.

b- Ni+Au 52A MeV

Le lot utilisé est complet en charge à 60% et les probabilités expérimentales des partitions sont ajustées par la formule (6.5). Nous construisons les mêmes graphiques qu'en Ni+Ni (figures 6.25, 6.26, 6.27, et 6.28).

Les χ^2 obtenus sont de l'ordre de 0.4 pour les deux multiplicités de fragments. Toutes

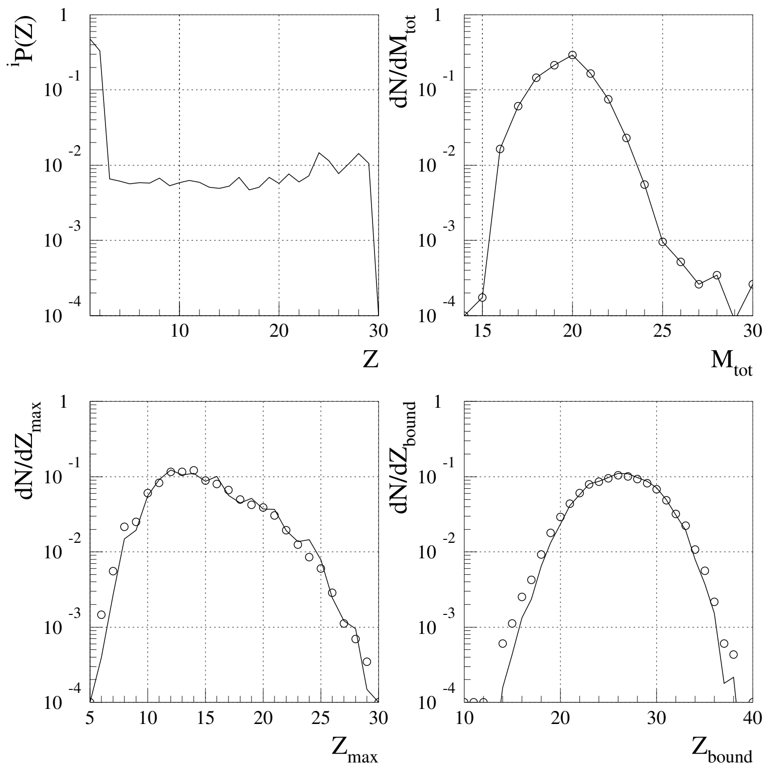

FIG. 6.22 – **Ni+Ni 32A MeV,** $M = 3$. *Distributions expérimentales de probabilités intrinsèques, de multiplicité totale, de Z_{max} et de Z_{bound}, pour l'expérience (symboles) et obtenues par le modèle (lignes).*

les distributions en charge sont très bien reproduites, mieux qu'en Ni+Ni. La tendance générale est d'ailleurs à une meilleure reproduction des distributions pour Ni+Au, mais nous remarquons aussi quelques désaccords sur les bords des distributions des figures 6.26 et 6.28. Le succès de la procédure prouve que les corrélations autres que celles dues à la conservation de la charge totale sont très faibles dans notre échantillon; de ce point de vue la fragmentation de nos sources uniques est compatible avec l'hypothèse d'émissions indépendantes.

Fait remarquable, les distributions de probabilités intrinsèques sont relativement plates pour les fragments: c'est une autre point commun avec Ni+Ni.

Nous avons donc à notre disposition les probabilités intrinsèques caractérisant chaque charge, avec une grande confiance dans la procédure au vu des faibles valeurs des χ^2 et surtout de la reproduction satisfaisante des distributions expérimentales. Nous pouvons à présent les utiliser pour calculer le dénominateur de la fonction de corrélation.

Les désaccords aperçus dans la reproduction de quelques distributions, à leurs extrémités, semblent signifier que la méthode employée, et surtout les hypothèses associées, sont vraies en moyenne pour les événements les plus probables. En particulier l'application de la formule (6.3) suppose une efficacité de détection de 100% et la formule (6.5) est appliquée avec une efficacité moyenne de 50%. Les événements déviant trop de ces hypothèses sont alors mal reproduits.

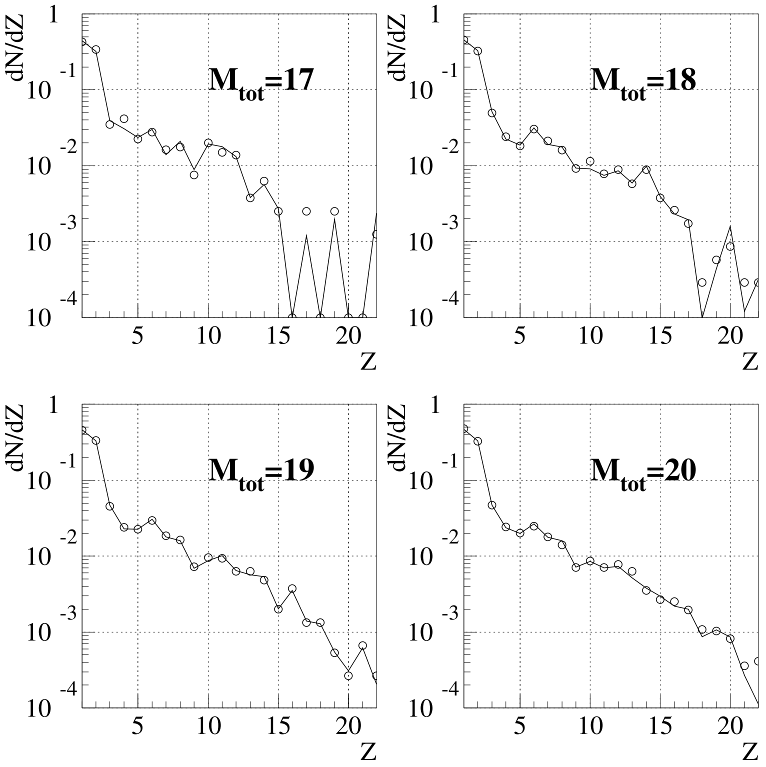

FIG. 6.23 – **Ni+Ni 32A MeV,** $M = 4$. *Mêmes graphiques que pour la figure 6.21.*

6.3.3 Calcul de la fonction de corrélation

Les formules utilisées (6.3 et 6.5) donnent la probabilité de partitions complètes, c'est-à-dire pour $Z \geq 1$. La fonction de corrélation quant à elle ne considère que les partitions de fragments. Les probabilités du dénominateur sont donc obtenues en sommant les probabilités des partitions complètes dont la charge moyenne des M fragments est $< Z >$ et l'écart-type σ:

$$D(< Z >, \sigma \mid M) = \sum_{\{\mathbf{n}|M,<Z>,\sigma\}} P(\mathbf{n})$$

où $P(\mathbf{n})$ est donnée par les formules (6.3) ou (6.5) selon le système.

a- Ni+Ni 32A MeV

Pour chaque $< Z >$ réunissant suffisamment d'événements, l'évolution de la fonction de corrélation avec σ est montrée dans les figures 6.29 et 6.30.

Nous avons vu sur les figures 6.22 et 6.24 que les distributions de Z_{bound} et Z_{max} sont correctement reproduites, sauf pour leurs faibles et grandes valeurs. Nous devons donc déterminer pour quels $< Z >$ la fonction de corrélation est fiable. Il suffit d'examiner les distributions de Z_{bound} puisque $< Z >= \frac{Z_{bound}}{M}$. Les distributions de Z_{bound} sont bien reproduites pour $Z_{bound} \in [22, 32]$ à $M = 3$, soit $< Z >\in [7.3, 10.6]$, et pour $Z_{bound} \in [20, 30]$ à $M = 4$, soit $< Z >\in [5, 7.5]$. Dans ces intervalles en $< Z >$, la fonction de corrélation possède des pics en $\sigma < 1$, signifiants pour un fond pris à 1, pour $< Z >= 8$ à $M = 3$ et $< Z >= 5$ et $< Z >= 6$ pour $M = 4$. Mais ces valeurs ne correspondent pas du tout à celles prévues par les modèles de décomposition spinodale. Nous ne pouvons

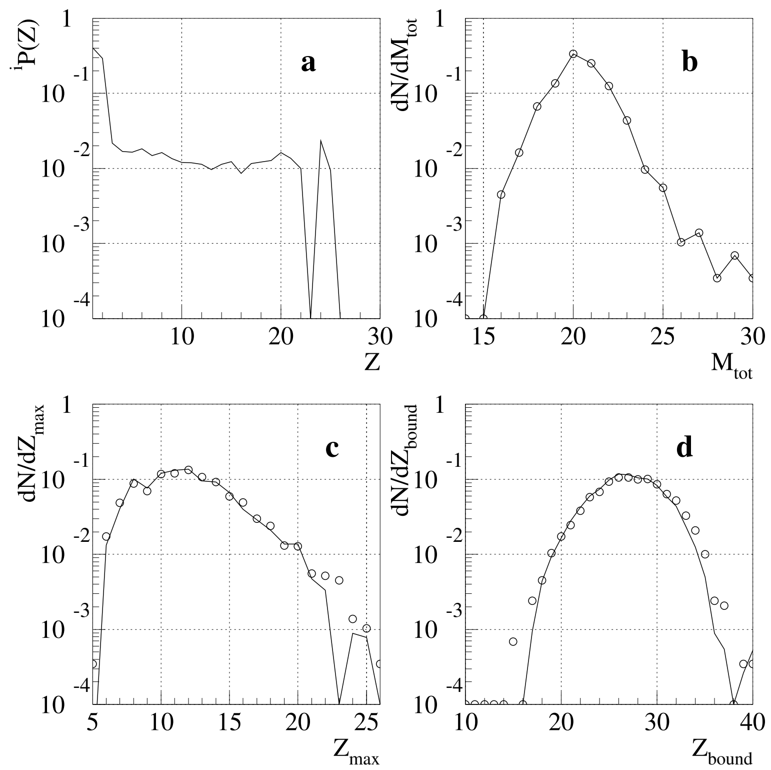

FIG. 6.24 – **Ni+Ni 32A MeV,** $M = 4$. *Mêmes graphiques que pour la figure 6.22.*

réellement conclure si ce phénomène a bien été mis en évidence dans ce système. Nous en discuterons dans la conclusion.

Nous pouvons également remarquer, pour $M = 3$ et $M = 4$, les remontées des fonctions de corrélations aux grandes valeurs de σ. Elles correspondent donc à des partitions contenant un gros fragment et d'autres plus petits. Ce type d'événements n'est pas rare dans le lot Ni+Ni (chapitre 4). La fonction de corrélation révèle la présence de ces événements, on peut donc supposer que des corrélations autres que la conservation de la charge sont fortes pour ces événements.

b- Ni+Au 52A MeV

Nous représentons les mêmes types de courbes pour le système Ni+Au, dans les figures 6.31, 6.32, et 6.33. Les mêmes effets qu'en Ni+Ni sont visibles, mais cette fois-ci la gamme en $< Z >$ est nettement plus grande, et nous pouvons examiner avec confiance les $< Z >$ ne prenant pas des valeurs extrêmes.

Les distributions de Z_{bound} sont correctement reproduites pour $Z_{bound} \in [23, 50]$ soit $< Z > \in [7.6, 16.6]$ à $M = 3$ et $Z_{bound} \in [30, 62]$ à $M = 4$ soit $< Z > \in [7.5, 15.5]$. Nous nous restreignons donc à ces intervalles en $< Z >$. Pour la multiplicité $M = 3$, les pics en $\sigma < 1$ se situant à plus de deux sigmas du fond, et ayant une signifiance de 99% ou plus, sont dans l'intervalle $< Z > \in [8, 15]$. En appliquant les mêmes conditions pour $M = 4$, nous conservons l'intervalle $[7, 15]$. Nous n'avons pas considéré les cases en $\sigma < 1$ dans lesquelles le nombre d'événements était critique, typiquement moins de 10 événements.

Pour ces $< Z >$, la procédure de minimisation a réussi. La surproduction observée d'événements produisant des charges quasi-égales concerne des $< Z >$ qui correspondent

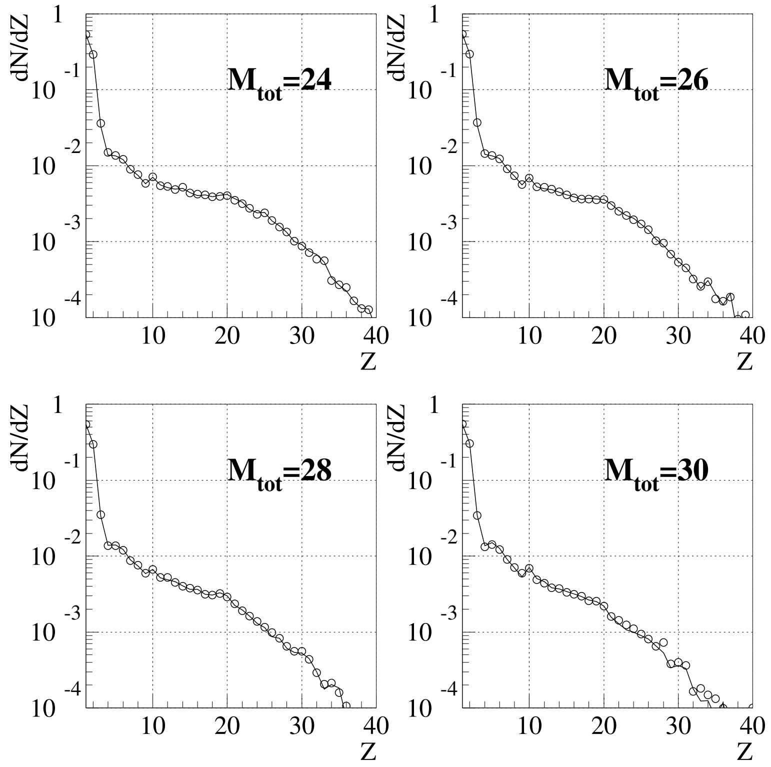

FIG. 6.25 – **Ni+Au 52A MeV,** $M = 3$. *Distributions de charge expérimentales (symboles) et obtenues par le modèle (lignes) pour différentes multiplicités totales.*

aux prédictions théoriques. Ces signaux sont compatibles avec un scénario de décomposition spinodale.

Seules quelques valeurs de $< Z >$ sont à la limite des prédictions théoriques. La désexcitation secondaire des fragments primaires est une explication à la diminution des Z finaux.

Enfin, comme en Ni+Ni, les fonctions de corrélation remontent aux grandes valeurs de σ pour $M = 3$ et $M = 4$. Mais le type d'événements correspondant, un gros fragment et des petits, est rare en Ni+Au 52A MeV et ils ont donc pesé faiblement dans le calcul des probabilités. La fonction de corrélation révèle donc la présence en excès d'événements de type évaporation qui pourraient correspondre soit à des événements spinodaux dont les fragments se sont recollés par coalescence, soit à un reliquat de processus séquentiel à haute énergie incidente.

6.3.4 Représentativité et fiabilité des événements

La nouvelle méthode de construction de la fonction de corrélation révèle d'autres événements se distinguant d'une cassure statistique. Comme pour la première méthode, leur distribution angulaire et leur énergie moyenne dans le centre de masse sont reportés dans la figure 6.34.

La distribution d'angle polaire est identique à celle de tous les événements.

Pour les énergies dans le centre de masse les fragments retenus ont tendance à avoir des énergies plus faibles que la moyenne surtout pour les petits Z. En ce qui concerne les fragments à plus grande énergie, non sélectionnés par notre méthode, leur existence peut

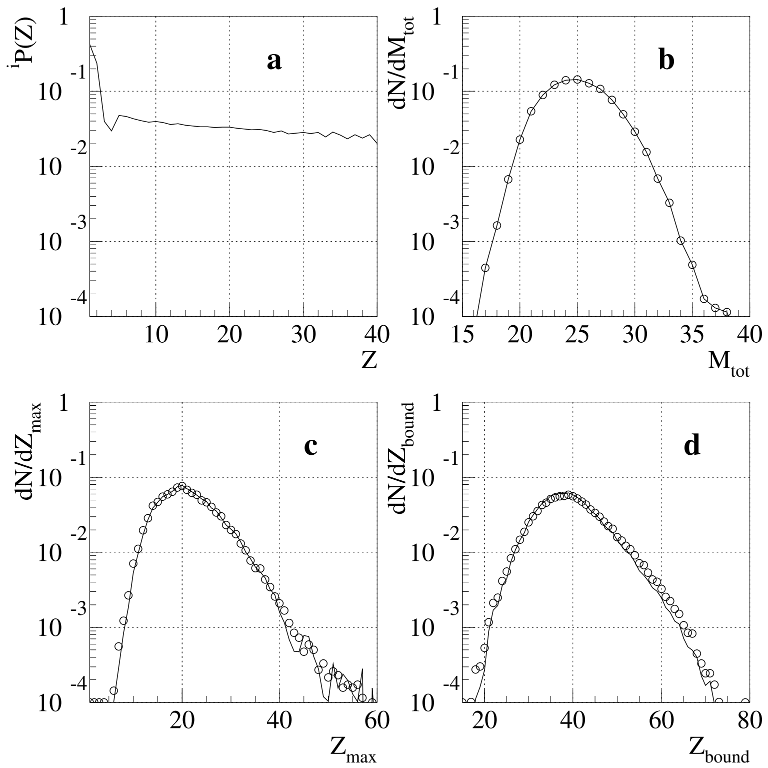

FIG. 6.26 – **Ni+Au 52*A* MeV,** $M = 3$. *Distributions expérimentales de probabilités intrinsèques, de multiplicité totale, de* Z_{max} *et de* Z_{bound}*, pour l'expérience (symboles) et obtenues par le modèle (lignes).*

être expliquée de différentes manières:

- ils sont émis tôt dans la réaction; leur origine est toujours débatue, mais ils peuvent être dus par exemple, à un phénomène de transparence ou être un reliquat du projectile.

- la source peut être plus ou moins déformée [Bou01], dans une direction principale proche de l'axe du faisceau. Cette mémoire de la voie d'entrée confère alors de plus grandes énergies aux fragments.

Dans ces deux cas, la réaction a conservé une certaine mémoire de la voie d'entrée qui est d'autant plus grande que les fragments sont rapides. Que les fragments retenus par notre méthode de corrélation aient une énergie moyenne plus faible signifie donc que cette mémoire est faible dans les événements concernés. Cela conforte l'hypothèse de l'accès à l'équilibre thermodynamique et par la même occasion de la décomposition spinodale.

6.4 Conclusion

L'objectif de ce chapitre était de préciser la nature des transitions de phases mises en évidence au chapitre précédent. Nous avons donc recherché des signaux de décomposition spinodale dans nos ensembles de sources uniques. Face à la rareté attendue des événements ayant conservé la mémoire de cette décomposition, nous avons dû utiliser une méthode très puissante, les corrélations en charge d'ordre supérieur.

Un signal de surproduction d'événements produisant des charges quasi identiques a été mis en évidence pour les monosources de Ni+Au à 52*A* MeV, quel que soit la technique

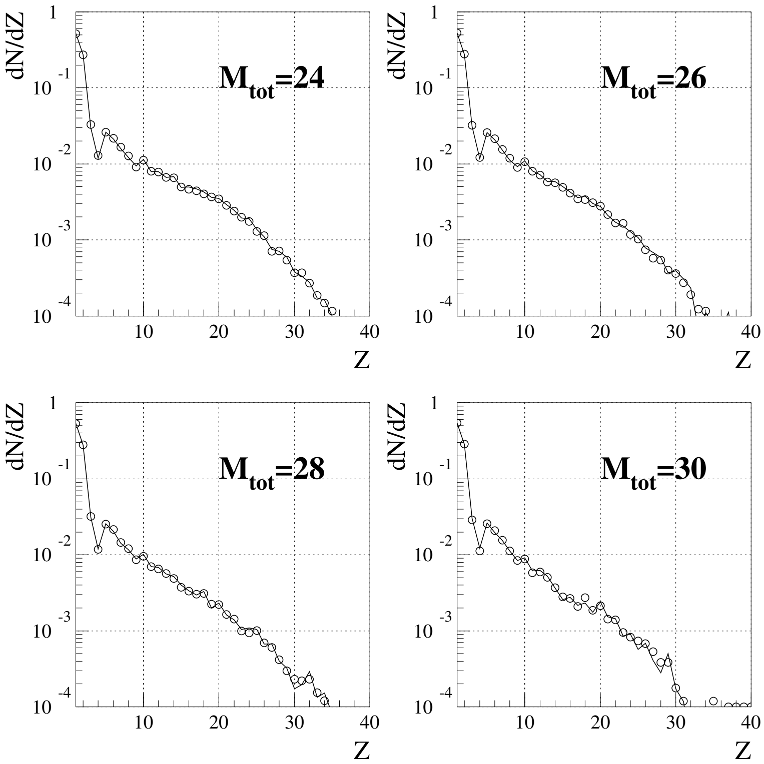

FIG. 6.27 – **Ni+Au 52*A* MeV,** *$M = 4$. Mêmes graphiques que pour la figure 6.25.*

de construction du dénominateur. Aucun signal ne peut être vu en Ni+Au à 32*A* MeV, la fragmentation de ce système ne produisant que très peu de partitions contenant des charges voisines. Nous obtenons là une limite inférieure en énergie d'excitation pour la décomposition spinodale.

Nos résultats doivent être comparés avec ceux de [Tab00, Bor01] sur le système Xe+Sn. Un signal de décomposition spinodale est également observé pour ce système, quel que soit le dénominateur. Une simulation BOB (Brownian One-Body dynamics) [Gua97], est en accord avec les résultats expérimentaux. C'est cette similitude qui conduit à affirmer l'existence de la décomposition spinodale en Xe+Sn. Nous sommes incités à la même conclusion en Ni+Au face à la similitude des monosources des deux systèmes. Notons qu'une simulation BOB en Ni+Au serait plus délicate, mais peut-être envisageable (par exemple, la simulation serait filtrée avec une vitesse de source estimée... il faudrait examiner l'effet de cette approximation sur l'analyse des événements simulés). Cependant l'énergie de flot est non nulle en Xe+Sn, alors qu'elle semble très faible ou nulle pour notre système. Le chemin suivi par ces deux systèmes dans le diagramme de phase Pression, Densité pourrait donc être différent tout en menant à la région spinodale.

Enfin, dans le cas du système Ni+Ni 32*A* MeV, le scénario de décomposition spinodale est douteux. Le dénominateur "Moretto" ne montre aucun signal de surproduction d'événements produisant des fragments de tailles semblables. Le nouveau dénominateur a révélé quelques signaux, mais ce résultat doit être pris avec précaution pour trois raisons:

- Les minimisations ont abouti à des χ^2 assez grands. Peut-être les corrélations autres que celles dues à la conservation de la charge sont-elles non négligeables pour les événements monosources de Ni+Ni;

- Les distributions expérimentales ne sont pas parfaitement reproduites, en particulier

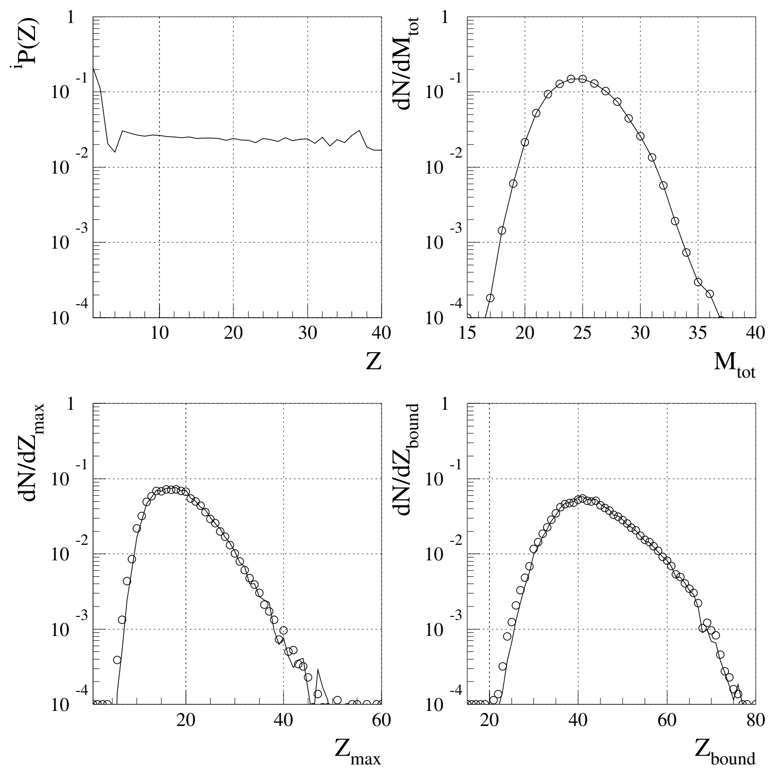

FIG. 6.28 – **Ni+Au 52*A* MeV,** $M = 4$. *Mêmes graphiques que pour la figure 6.26.*

le Z_{bound}, ce qui nous a conduit à restreindre la gamme en $< Z >$ à étudier;

- Les $< Z >$ pour lesquels la fonction de corrélation présente des pics en $\sigma < 1$ sont trop petits par rapport aux prédictions théoriques. Une simulation BOB serait dans ce cas plus intéressante pour connaître la pertinence de ces calculs dans les petits systèmes.

La décomposition spinodale n'est qu'un mode particulier de fragmentation; la nucléation est un phénomène plus général qui a lieu dans toute la zone de coexistence. La référence [Don89] montre l'apparition de ce phénomène pour une source de $Z = 50$, une faible compression initiale et une température entre 6 et 9 MeV. Ce sont des conditions comparables à celles rencontrées en Ni+Ni (taille de source $Z = 45$ et $T \approx 7$ MeV pour un paramètre de densité de niveaux $A/8$). Il est donc fort probable que ces deux modes de fragmentation soient rentrés en compétition. De plus, le système peut être entré dans la zone spinodale sans y rester suffisamment longtemps pour que les fluctuations aient le temps de s'amplifier et puissent mener à sa cassure. En tout cas, à la lumière de ces résultats, nous concluons que la probabilité de décomposition spinodale dans la monosource de Ni+Ni est faible.

Il est intéressant de remarquer les valeurs proches des énergies d'excitation en Ni+Au et Ni+Ni; pourtant seul le plus gros système s'est cassé dans la zone spinodale. La composante d'expansion étant faible en Ni+Au, la taille du système apparaît *expérimentalement* comme un paramètre crucial régissant l'avenir du noyau chaud.

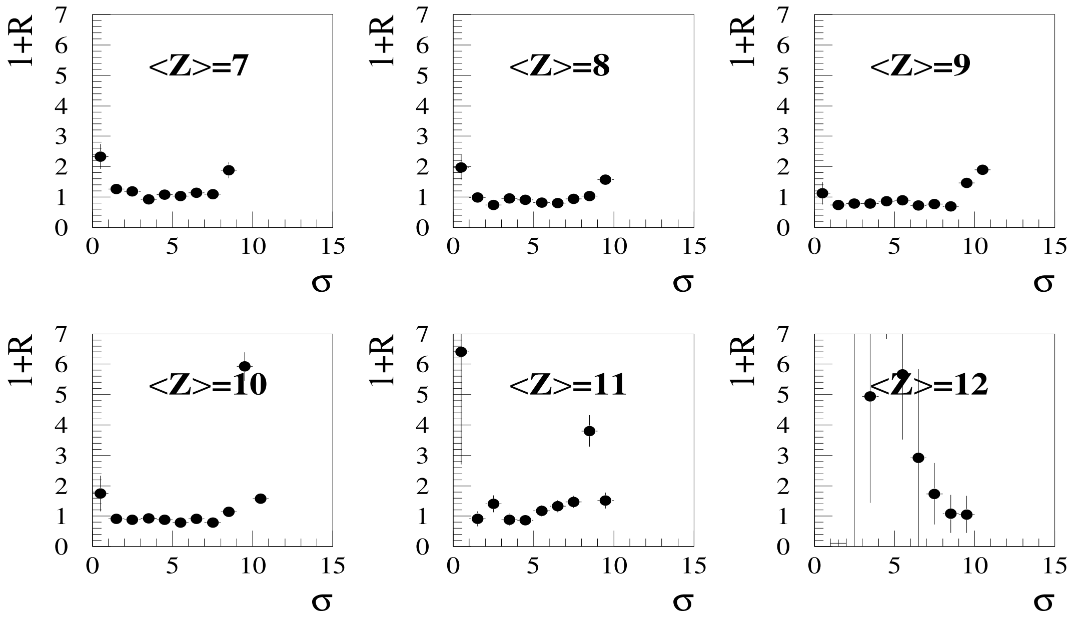

FIG. 6.29 – **Ni+Ni 32*A* MeV,** $M = 3$. *Évolution de la nouvelle fonction de corrélation avec* σ *pour différents* $< Z >$.

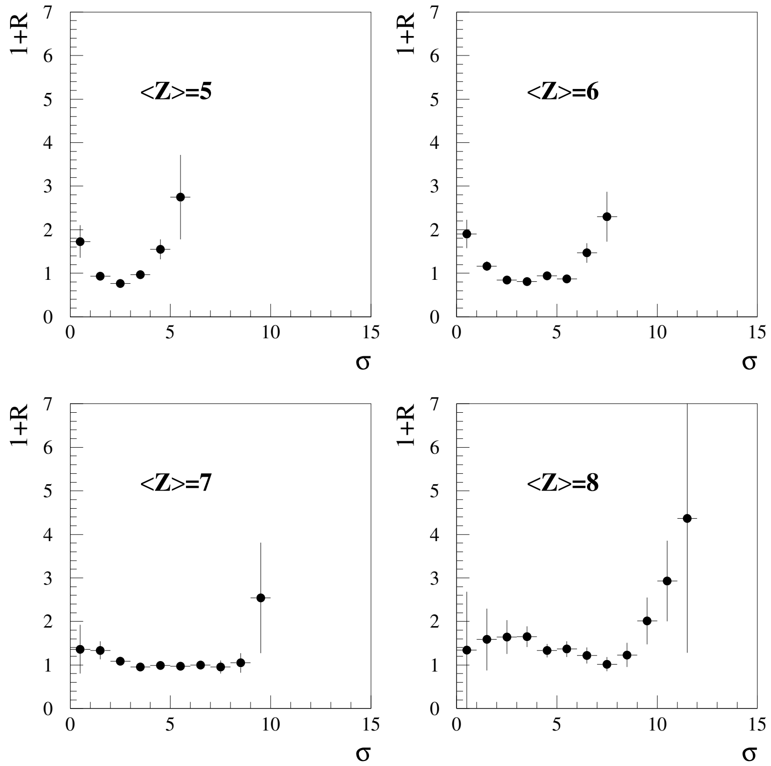

FIG. 6.30 – **Ni+Ni 32*A* MeV,** $M = 4$. *Évolution de la nouvelle fonction de corrélation avec* σ *pour différents* $< Z >$.

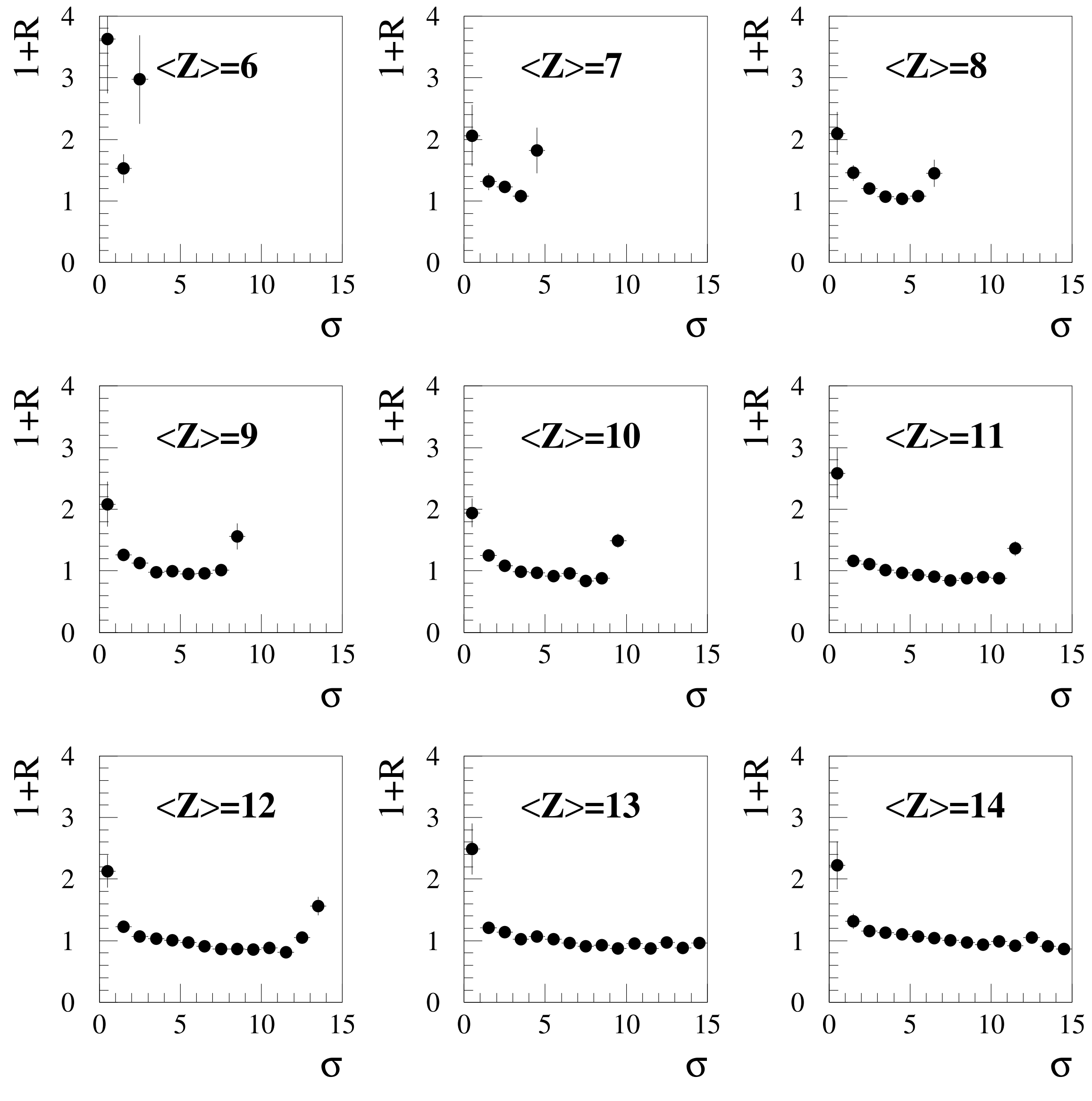

FIG. 6.31 – **Ni+Au 52*A* MeV,** $M = 3$. *Évolution de la nouvelle fonction de corrélation avec* σ *pour différents* $< Z >$.

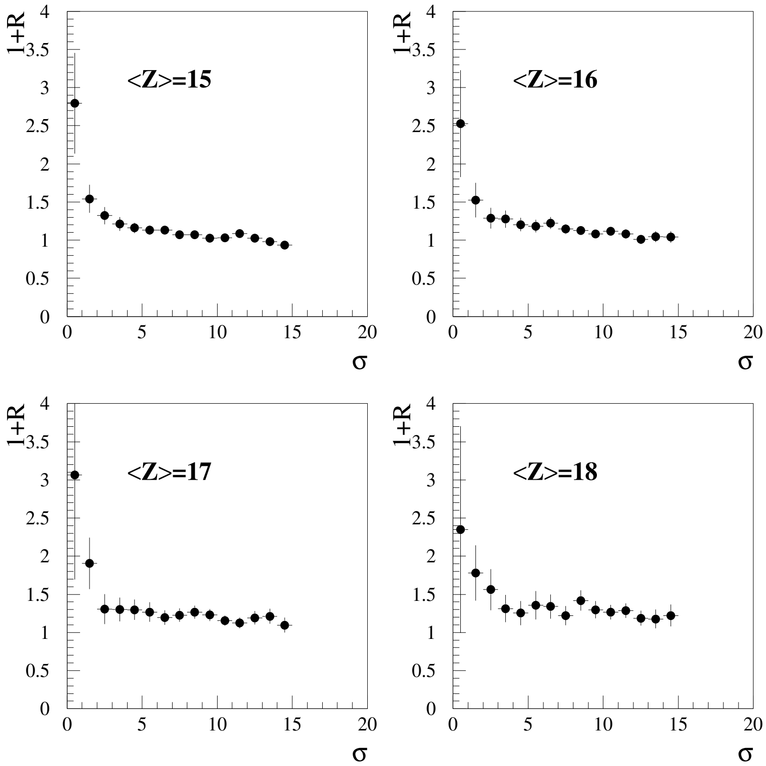

FIG. 6.32 – **Ni+Au 52A MeV,** $M = 3$. *Évolution de la nouvelle fonction de corrélation avec σ pour différents $< Z >$. (suite de la figure 6.31).*

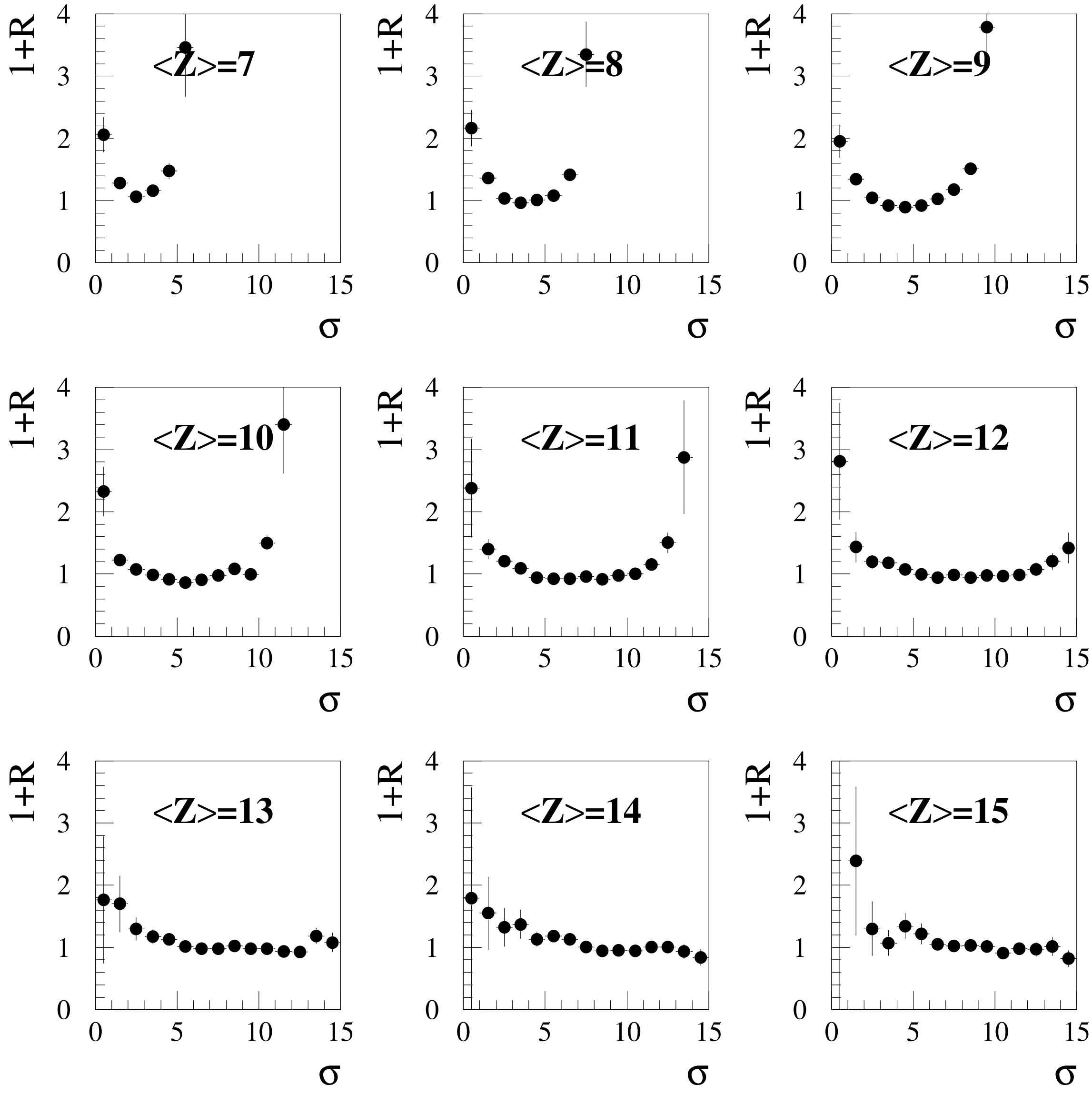

FIG. 6.33 – **Ni+Au 52*A* MeV,** $M = 4$. *Évolution de la nouvelle fonction de corrélation avec* σ *pour différents* $< Z >$.

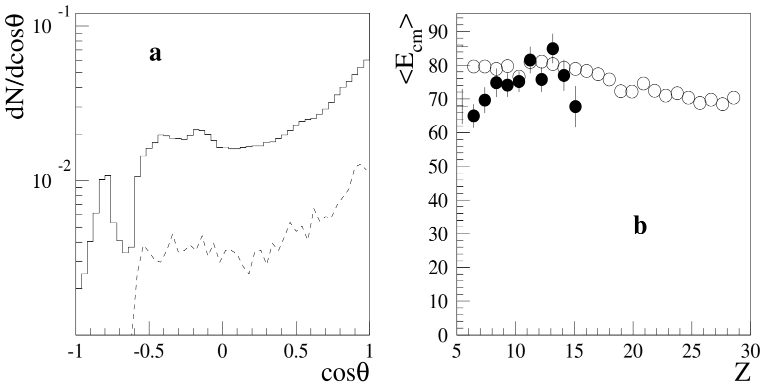

FIG. 6.34 – **Ni+Au 52*A* MeV.** *a) Distribution du cosinus de l'angle polaire de tous les fragments (trait continu), et des fragments responsables des signaux spinodaux (trait pointillé). La normalisation est arbitraire. b) Énergie moyenne dans le centre de masse en fonction de la charge pour tous les fragments (ronds vides) et ceux responsables des signaux spinodaux (ronds noirs).*

Chapitre 7

Conclusion

Ce mémoire avait pour objectif la recherche de signaux de transition de phase pour les sources uniques formées dans les collisions centrales Ni+Ni à 32A MeV et Ni+Au à 32A et 52A MeV.

Nous avons pu mener à bien ce projet grâce aux données recueillies par le multidétecteur INDRA, qui permet de collecter un maximum d'information (charge, masse pour les particules légères, énergie, direction d'émission) événement par événement.

Le premier travail consistait à isoler parmi toutes les collisions enregistrées, celles ayant mené à la formation de source uniques. Nous avons mis en oeuvre deux techniques d'analyses multidimensionnelles. L'Analyse Factorielle Discriminante a été appliquée aux données Ni+Au et l'Analyse en Composantes Principales aux données Ni+Ni. Bien qu'elles représentent deux démarches différentes, ces méthodes ont permis de constituer des lots d'événements centraux de "quasi-fusion". Une analyse critique de ces méthodes a été présentée. Les événements Ni+Ni 32A MeV et Ni+Au 52A MeV ont été plus particulièrement étudiés. Nous avons montré la similitude de leurs distributions de charge avec celles fournies par le modèle SMM. Ce modèle assurant la désexcitation statistique d'une source unique, nous avons déduit que les données sélectionnées constituaient un ensemble statistique à l'équilibre. Les données expérimentales sont compatibles avec la désexcitation d'un système à basse densité. La phase d'expansion des sources uniques de Ni+Ni après leur formation se traduit par l'existence d'une énergie d'expansion collective affectée aux fragments et autorisant l'accord entre les énergies cinétiques mesurées expérimentalement et les énergies cinétiques fournies par SMM. Cette expansion en Ni+Au ne se traduit pas par une énergie d'expansion collective et semble donc purement thermique.

Nous avons ensuite abordé la question suivante: ces sources uniques, formant un ensemble statistique à l'équilibre thermodynamique, et portées à des énergies d'excitation élevées, ont-elles subi une transition de phase? La méthode employée pour y répondre repose sur le calcul de la capacité calorifique d'un système microcanonique. Il est attendu que celle-ci devienne négative dans la zone de coexistence entre la phase liquide et la phase gazeuse. Le calcul de capacité calorifique repose sur les mesures de fluctuations d'énergie cinétique. Nous avons montré la divergence de cette capacité pour les sources uniques des deux systèmes Ni+Ni 32A MeV et Ni+Au 52A MeV. Elle sépare la partie négative de la capacité (zone de coexistence liquide/gaz), de sa partie positive (zone gazeuse). Nous avons donc mis en évidence la transition de phase liquide/gaz pour ces deux systèmes aux tailles très différentes ($A \approx 100$ pour la monosource Ni+Ni et $A \approx 200$ pour celle de Ni+Au). Les capacités sont calculées sur les partitions existant au freeze-out, ce qui nécessite la reconstruction de ces partitions à partir des fragments et particules détectés. La présence des signaux s'est révélée indépendante des hypothèses de reconstruction, mais l'énergie d'excitation où s'effectue la divergence y est très sensible: il faut simplement retenir que cette transition de phase a bien été vue. Enfin, les énergies d'excitation mises en jeu sont trop élevées pour voir la première divergence entre la zone liquide et la zone de coexistence.

Le dernier travail consistait à rendre compte de la dynamique associée à cette transition de phase. Nous avons recherché des signaux indiquant si les systèmes étudiés ont pénétré à l'intérieur de la zone spinodale du diagramme d'état de la matière nucléaire. Théoriquement, un système nucléaire fini subissant une décomposition spinodale doit se briser préférentiellement en fragments de tailles égales, mais ce scénario est contrarié par plusieurs effets, et finalement il faut s'attendre à des signaux très faibles de surproduction d'événements contenant des fragments identiques. Nous avons donc dans un premier temps, utilisé une méthode très puissante de corrélation fragment/fragment, grâce à laquelle nous avons mis en évidence que les sources uniques Ni+Au 52A MeV ont subi très probablement cette décomposition spinodale, contrairement aux systèmes Ni+Ni 32A MeV et Ni+Au 32A MeV.

Dans un deuxième temps nous avons amélioré la construction de cette fonction de corrélation, en prenant en compte la conservation de la charge totale pour générer les événements non corrélés. Cette amélioration a permis de mettre en évidence que la gamme en charge des fragments concernés par la décomposition spinodale des monosources de Ni+Au était plus large qu'initialement estimée par la première méthode. En revanche, des incertitudes sur la qualité de la fonction de corrélation en Ni+Ni ne nous permettent pas de conclure sur l'existence de la décomposition spinodale pour ce système. Les résultats sont résumés dans le tableau 7.1.

	Ni+Ni 32A MeV	Ni+Au 52A MeV
Z_{source}	45	80
$C < 0$	oui	oui
Signal spinodal (méthode Moretto)	non	oui
Signal spinodal (nouvelle méthode)	?	oui

TAB. 7.1 – *Résumé des résultats relatifs aux transitions de phase obtenus pour les systèmes Ni+Ni 32*A *MeV et Ni+Au 52*A *MeV.*

De nombreuses perspectives s'offrent à de telles études. D'un point de vue technique tout d'abord, les méthodes présentées et exploitées dans ce mémoire peuvent être améliorées. Les corrélations en charge conservant la charge totale ont été appliquées aux prix d'hypothèses diverses (une seule charge totale dans les données, pas de discrimination du pré-équilibre). Le formalisme exact pour traiter ces problèmes existe. La confrontation des données expérimentales avec des simulations BOB sont aussi une piste à suivre.

Les calculs de capacités calorifiques nécessitent de remonter aux partitions de freeze-out à partir des partitions détectées, c'est-à-dire après désexcitation secondaire des fragments. La méthode la plus puissante actuellement, les corrélations en vitesse (voir par exemple [Hud00]), peuvent être utilisées comme dans ce mémoire. Une résolution angulaire meilleure serait bénéfique. Plus généralement, avec l'utilisation de détecteurs de particules chargées, la détection de la masse semble primordiale pour minimiser bien sûr l'indétermination sur les masses des fragments, mais surtout réduire l'importance des hypothèses relatives aux neutrons. D'autre part la simulation d'instabilités spinodales de la référence [Col02] montre l'oscillation en phase des protons et des neutrons lors du développement des modes instables dans la matière symétrique. Une étude de corrélations en masse doit donc conforter les résultats des corrélations en charge.

Enfin, tous les travaux sur les transitions de phase, réalisés sur des collisions ou sur des systèmes (monosource, quasi-projectile) différents, n'ont de sens qu'en les synthétisant, et en dégageant la cohérence de tous les résultats. Nous proposons pour conclure de rapprocher notre étude en Ni+Ni 32A MeV et Ni+Au 52A MeV des résultats sources uniques de [Riv98] sur Xe+Sn 32A MeV et Gd+U 36A MeV.

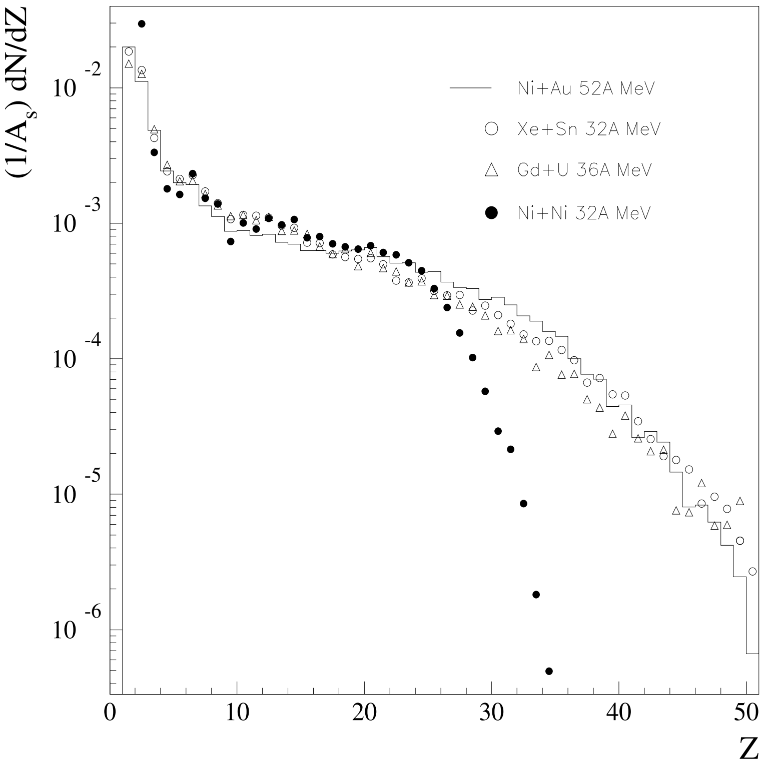

FIG. 7.1 – *Distributions de charge pour les sources uniques des systèmes Xe+Sn 32*A *MeV, Gd+U 36*A *MeV, Ni+Au 52*A *MeV et Ni+Ni 32*A *MeV, normalisées événement par événement par la taille de source A_s.*

La figure 7.1 montre les distributions de charge de ces quatre systèmes, pour les événements monosources, normalisées événement par événement à la taille de la source qui multifragmente. L'énergie d'excitation thermique de ces différentes monosources est d'environ 5A MeV. Les distributions de charge se superposent sur toute la gamme en charge, sauf pour le système Ni+Ni où l'effet de la taille finie est visible. Nous pouvons mentionner tout d'abord, que ces monosources ont été sélectionnées par des méthodes variées, mais finalement nous parvenons à isoler des lots présentant des caractéristiques semblables. La superposition des distributions en charge peut s'interpréter de différentes manières. Elle peut signifier la dominance des effets statistiques, la probabilité d'émission des fragments étant gouvernée principalement par la température de la source [Mor97]. Mais elle peut être observée aussi dans le cas de décomposition spinodale [Fra01b]. La suite du travail peut concerner par exemple l'extraction d'exposants critiques.

Pour conclure, seule une étude systématique sur différents systèmes, symétriques, asymétriques, de tailles et d'isospin différents, peut être conclusive pour extraire des informations fondamentales concernant le noyau atomique.

Annexe A

Analyse en forme

L'analyse en forme consiste à déterminer le repère propre d'un événement. On recherche les axes principaux d'émission de la matière ou de l'énergie par exemple. Pour cela on construit le tenseur Q de l'événement:

$$Q_{ij} = \sum_{n=1}^{M} \frac{1}{\gamma(n)} P_i(n) P_j(n)$$

où M désigne la multiplicité de particules, i et j prennent leurs valeurs parmi les trois coordonnées cartésiennes x, y, et z.

$P_i(n)$ est la composante de l'impulsion dans le centre de masse suivant l'axe i de la particule n.

$\gamma(n)$ est un poids permettant d'attribuer une signification physique au tenseur selon sa valeur:

- si $\gamma(n) = P^2(n)$ le tenseur n'a pas de dimension et représente une distribution de particules;
- si $\gamma(n) = P(n)$ le tenseur a la dimension d'une impulsion;
- si $\gamma(n) = 2m(n)$ le tenseur a la dimension d'une énergie, en notant P(n) la norme de l'impulsion de la particule n et m(n) sa masse.

Nous utilisons toujours ce dernier cas car avec $\gamma(n) = 2m(n)$ les événements sphériques correspondent à une grande dissipation énergétique.

La diagonalisation du tenseur en énergie fournit trois vecteurs propres associés à trois valeurs propres λ_i. On définit alors l'ellipsoïde de l'événement représenté sur la figure A.1. L'axe caractérisé par la plus grande valeur propre correspond à la direction privilégiée du flot d'énergie dans l'espace. On appelle angle de flot l'angle θ_{flot} que forme cet axe avec l'axe du faisceau.

La forme de l'événement peut être définie de manière plus imagée par trois autres variables:

- la sphéricité $S = \frac{3}{2}(1 - \lambda_3)$
- la coplanarité $C = \frac{\sqrt{3}}{2}(\lambda_2 - \lambda_1)$
- l'aplanarité $A = \frac{3}{2}\lambda_1$

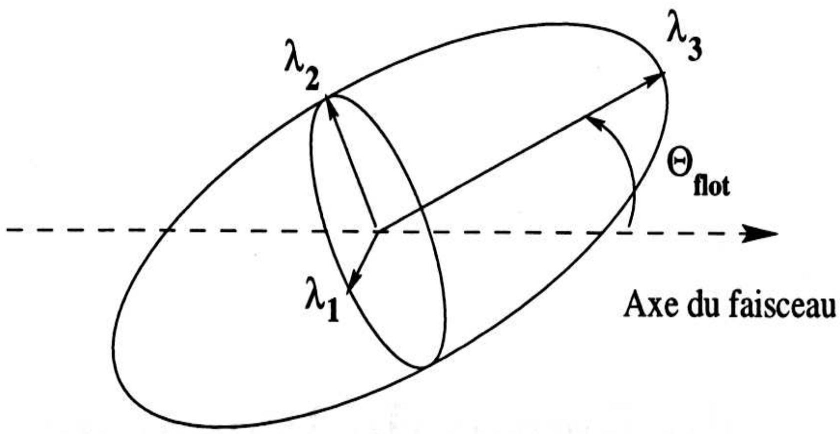

FIG. A.1 – *Ellipsoïde caractéristique d'un événement.*

Annexe B

Variables des ACP du système Ni+Ni $32A$ MeV

B.1 Première ACP

Les variables non explicitées ici le sont dans le chapitre X et les références proposées.

1. M_{PLC} Multiplicité de particules légères
2. Z_{tot} Charge totale détectée
3. P_{ztot} Impulsion totale parallèle détectée
4. M_{FMI} Multiplicité de fragments
5. Z_{max} Charge du plus gros fragment
6. $Flot_{PLC}$ Angle de flot calculé avec les particules légères
7. $Spher_{PLC}$ Sphéricité calculée avec les particules légères
8. P_{Zmax} Norme de l'impulsion du plus gros fragment
9. R_{iso} Rapport d'isotropie en impulsion
10. $Asy12$ Asymétrie des deux plus gros fragments
11. $T2max$
12. Et_{FMI} Énergie transverse calculée avec les fragments
13. Et_{12} Energie transverse calculée avec les particules légères
14. $Xf3$
15. $Vzrec$ Vitesse de recul des fragments
16. Tke Energie cinétique totale détectée

B.2 Seconde ACP

Lorsque le symbole de la variable n'est pas précisé se reporter à la section précédente.

1. Multiplicité de particules légères
2. $Z_{max}(av)$ Charge du plus gros fragment détecté à l'avant du centre de masse
3. $P_{Zmax(av)}$ Norme de l'impulsion du $Z_{max}(av)$
4. Multiplicité de fragments
5. Charge du plus gros fragment
6. Angle de flot calculé avec les particules légères
7. Sphéricité calculée avec les particules légères
8. Norme de l'impulsion du plus gros fragment
9. Energie transverse calculée avec les particules légères
10. H4
11. Asymétrie des deux plus gros fragments
12. Xf3
13. Énergie transverse calculée avec les fragments
14. Tke
15. Vitesse de recul des fragments

Annexe C

Hypothèse minimum dynamique

Nous appelons hypothèse minimum dynamique la procédure qui nous permet d'attribuer aléatoirement masse, énergie et impulsion à des charges issues d'une partition, en respectant les lois de conservation de ces grandeurs.

Les étapes sont les suivantes pour chaque partition d'une charge totale Z_{tot}:

- Définition d'une énergie totale dans le centre de masse E_{tot}, et d'une masse totale A_{tot}.
- Attribution aléatoire d'une masse à chaque charge.
- Calcul du bilan en masse entre la source définie par (Z_{tot}, A_{tot}) et la partition.
- Calcul de l'énergie disponible dans le centre de masse $E_{dispo} = E_{tot} - Q$.

Les angles et valeurs des impulsions doivent être aléatoires dans tout l'espace. L'angle solide élémentaire s'écrit $d\Omega = r^2 \sin\theta dr d\theta d\phi$ donc $d\Omega$ est proportionnel à $d(r^3)d(\cos\theta)d\phi$ où ϕ est l'angle azimuthal, θ l'angle polaire et r la distance à l'origine. Nous en déduisons la suite de la procédure:

- Attribution d'un angle azimuthal aléatoire entre 0 et 360 degrés.
- Attribution d'un angle polaire par un tirage plat en $\cos\theta$.
- Attribution d'une pseudo-impulsion en $x^{1/3}$ où x est tiré plat entre 0 et 1.
-À ce stade nous pouvons calculer les coordonnées de la vitesse du centre de masse et ainsi repositionner toutes les impulsions dans le centre de masse.

Nous obtenons donc $\sum \overrightarrow{p_i} = \overrightarrow{0}$.

- La conservation de l'énergie est assurée en affectant un coefficient à chaque impulsion de telle sorte que $E_{dispo} = \sum \frac{(\alpha p_i)^2}{2m_i} = \alpha^2 \sum \frac{p_i^2}{2m_i}$

Le calcul de α est immédiat et permet de conserver l'énergie dans le centre de masse. On peut apporter un raffinement en introduisant l'énergie d'interaction coulombienne dans le bilan en énergie.

Bibliographie

[Abr65] M. Abramowitz and I. Stegun, *Handbook of mathematical functions*, NBS, Applied Math series-55 (U.S. GPO, Washington, DC), 1965.

[Ayi95] S. Ayik, M. Colonna and Ph. Chomaz, *Quantal effects on growth of instabilities in nuclear matter*, Physics Letters B353(1995)417.

[Bac95] C.O. Bacri et al, *Onset of vaporisation for the Ar+Ni system*, Physics Letters B353(1995)27.

[Bau92] W. Bauer, G.F. Bertsch and H. Schulz, *Bubble and ring formation in nuclear fragmentation*, Physical Review Letters 69(1992)1888.

[Bel00] N. Bellaize, *Fragmentation dans les collisions centrales du système Ni+Au de 32 à 90 AMeV*, Université de Caen, 2000.

[Bel02] N. Bellaize et al, *Multifragmentation process for different mass asymmetry in the entrance channel around the Fermi energy*, Nuclear Physics A709(2002)367.

[Bea00] L. Beaulieu et al, *Signals for a transition from surface to bulk emission in thermal multifragmentation*, Physical Review Letters 84(2000)5971.

[Ber83] G. Bertsch and P.J. Siemens, *Nuclear fragmentation*, Physics Letters B126(1983)9.

[Bet30] H.A. Bethe, Annual Physics 5(1930)325.

[Biz93] G. Bizard et al, *From binary fission to multifragmentation in the decay of heavy excited nuclei*, Physics Letters B302(1993)162.

[Bon80] J.P. Bondorf, J.N. De, G. Fái and A.O.T. Karvinen, *Promptly emitted particles in nuclear collisions*, Nuclear Physics A333(1980)285.

[Bon95] J.P. Bondorf et al, *Statistical multifragmentation of nuclei*, Physics Report 257(1995)133.

[Bor96] B. Borderie et al, *Kinematical properties and composition of vaporizing sources: is thermodynamical equilibrium achieved?*, Physics Letters B388(1996)224.

[Bor01] B. Borderie et al, *Evidence for spinodal decomposition in nuclear fragmentation*, Physical Review Letters 86(2001)3252.

[Bor01b] B. Borderie et al, *Liquid-gas coexistence region in central Xe+Sn reactions*, Proc. of the XXXIX Int. meeting on Nuclear Physics, Bormio, 2001, edited by I. Iori and A. Moroni (Ricerca Scientifica ed Educazione Permanente, Milano, 2001), p.73.

[Bor00] P. Borrmann, O. Mülken and J. Harting, *Classification of phase transitions in small systems*, Physical Review Letters 84(2000)3511.

[Bou88] R. Bougault et al, *Multifragmentation production in heavy ion collisions at intermediate energy*, Nuclear Physics A488(1988)255.

[Bou01] B. Bouriquet, *Relaxation en forme et multifragmentation nucléaire*, thèse, Université de Caen, 2001.

[Bow91] D.R. Bowman et al, *Multifragment disintegration of the Xe+Au system at E/A=50 MeV*, Physical Review Letters 67(1991)1527.

[Bro84] *Treatise on heavy ion science*, Vol. 2, *Fusion and quasi-fusion phenomena*, edited by A. Bromley (Plenum, New York)1984.

[Bru92] M. Bruno et al, *Production of three nearly equal mass fragments in the Xe+Cu reaction at 45 MeV/u*, Physics Letters B292(1992)251.

[Bug00] K.A. Bugaev et al, *Exactly soluble model for nuclear liquid-gas phase transition*, Physical Review C62(2000)044320.

[Cha00] J.L. Charvet et al, *Journal des réunions INDRA*, numéro 44 (novembre 2000).

[Cho95b] P. Chomaz, M. Colonna, A. Guarnera and B. Jacquot, *Fluctuations and instabilities in multifragmentation*, Nuclear Physics A583(1995)305.

[Cho99] P. Chomaz and F. Gulminelli, *Energy correlations as thermodynamical signals for phase transitions in finite systems*, Nuclear Physics A647 (1999)153.

[Cho00] P. Chomaz, V. Duflot and F. Gulminelli, *Caloric curves and energy fluctuations in the microcanonical liquid-gaz phase transition*, Physical Review Letters 85(2000)3587.

[Cho01] P. Chomaz, F. Gulminelli and V. Duflot, *Topology of event distributions as a generalized definition of phase transitions in finite systems*, Physical Review E64(2001)046114.

[Col02] M. Colonna, P. Chomaz and S. Ayik, *Mechanical and chemical spinodal instabilities in finite quantum systems*, Physical Review Letters 88(2002)122701.

[Con00] R. Coniglione et al, *High energy proton emission in heavy ion reactions close to the Fermi energy*, Physics Letters B471(2000)339.

[Cop90] N. Copinet, *Multidétecteur Indra: simulation de la géométrie et étude des détecteurs au Silicium*, Université de Caen,1990.

[Cug83] J. Cugnon and D. L'Hôte, *Global variables and the dynamics of relativistic nucleus-nucleus collisions*, Nuclear Physics A397(1983)519.

[Dag99] M. D'Agostino et al, *Thermodynamical features of multifragmentation in peripherical Au+Au collisions at 35A MeV*, Nuclear Physics A650(1999)329.

[Dag00] M. D'Agostino et al, *Negative heat capacity in the critical region of nuclear fragmentation: an experimental evidence of the liquid-gas phase transition*, Physics Letters B473(2000)219.

[Dag01] M. D'Agostino et al, *Nuclear Fragmentation and thermodynamical signals of phase transition*, Proc. of the International Workshop on Multifragmentation and Related Topics, Catania, Italy, 2001, p.112.

[Dag02] M. D'Agostino et al, *On the reliability of negative heat capacity measurement*, Nuclear Physics A699(2002)795.

[Des94] P. Désesquelles, *Analyse multidimensionnelle, des données brutes à la physique*, Ecole Joliot-Curie de physique nucléaire, page 269, 1994.

[Des95] P. Désesquelles, Ann. Phys. Fr. 20(1995)1.

[Des00] P. Désesquelles et al, *New method for the discrimination of single-source events in heavy-ion collisions*, Physical Review C62(2000)024614.

[Des02] P. Désesquelles, *Fragment size correlations in finite systems: Application to nuclear multifragmentation*, Physical Review C65(2002)034604.

[Des] P.Désesquelles, B. Guiot, en préparation.

[Don89] R. Donangelo, K. Sneppen and J.P. Bondorf, *Appearance of large-amplitude instabilities in an expanding nucleus*, Physics Letters B219(1989)165.

[Dur92] D. Durand, *An event generator for the study of nuclear collisions in the Fermi energy domain*, Nuclear Physics A541(1992)266.

[Dur99] D. Durand, *Nuclear matter from nuclear collisions*, Nuclear Physics A654(1999)273c.

[Dur01] D. Durand, E. Suraud and B. Tamain, *Nuclear dynamics in the nucleonic regime*, Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia, 2001.

[Ell02] J.B. Elliott et al, *The liquid to vapor phase transition in excited nuclei*, Physical Review Letters 88(2002)042701.

[Esc02] C. Escaño Rodriguez, communication privée.

[Fox78] G.C. Fox and S. Wolfram, *Observables for the analysis of event shapes in the e^+e^- annihilations and other processes*, Physical Review Letters 41(1978)1581.

[Fra98] J.D. Frankland, *Etude de systèmes très lourds observés avec INDRA: première mise en évidence d'un effet de volume dans le processus de multifragmentation nucléaire*, thèse, Université d'Orsay, 1998.

[Fra01a] J.D. Frankland et al, *Multifragmentation of a very heavy nuclear system (I): selection of single-source events*, Nuclear Physics A689(2001)905.

[Fra01b] J.D. Frankland et al, *Multifragmentation of a very heavy nuclear system (II): bulk properties and spinodal decomposition,* Nuclear Physics A689(2001)940.

[Fri90] W.A. Friedman, *Rapid massive cluster formation*, Physical Review C40(1990)667.

[Gal98] E. Galichet, *Effets dynamiques dans le système Ar+Ni à 95A MeV: utilisation de la densité de charges pour une comparaison avec un modèle microscopique de transport*, thèse, Université de Lyon, 1998.

[Gal02] E. Galichet, *Study of isospin equilibration using Ni+Ni and Ni+Au peripheral collisions*, Proc. of the XL Int. meeting on Nuclear Physics, Bormio, 2002, edited by I. Iori and A. Moroni (Ricerca Scientifica ed Educazione Permanente, Milano, 2002), p.209.

[Ger97] M. Germain, *Emission hors équilibre de protons dans les réactions Ar+Ta et Xe+Sn aux énergies intermédiaires*, Université de Nantes, 1997.

[Gre53] A.E.S. Green, Physical Review 91(1953)40.

[Gro01] D.H.E. Gross, *Straight way to Thermo-Statistics, Phase Transitions, Second Law of Thermodynamics, but without Thermostatistics Limit*, cond-mat/0105313.

[Gua96a] A. Guarnera, *Etude des approches stochastiques du problème à N corps: application à la multifragmentation nucléaire*, Université de Caen, 1996.

[Gua96b] A. Guarnera, *3D stochastic mean-field simulations of the spinodal fragmentation of dilute nuclei*, Physics Letters B373(1996)267.

[Gua97] A. Guarnera et al, Physics Letters B403(1997)191.

[Gul97] F. Gulminelli and D. Durand, *Theoretical comparison of different thermometers for the determination of the nuclear caloric curve*, Nuclear Physics A615(1997)117.

[Gul99] F. Gulminelli and P. Chomaz, *Critical behavior in the coexistence region of finite systems*, Physical Review Letters 82(1999)1402.

[Hag92] K. Hagel et al, *Multifragmentation of Ca+Ca*, Physical Review Letters 68(1992)2141.

[Hag00] K. Hagel et al, *Light particle probes of expansion and temperature evolution: coalescence model analyses of heavy ion collisions at 47A MeV*, Physical Review C62(2000)034607.

[Hei88] H. Heiselberg, C.J. Pethick and D.G. Ravenhall, *Instabilities in hot nuclear matter: a mechanism for nuclear fragmentation*, Physical Review Letters 61(1988)818.

[Hud00] S. Hudan et al, *Excitation energy of the fragments produced in central collisions of Xe+Sn at intermediate energies*, Proc. of the XXXVIII Int. meeting on Nuclear Physics, Bormio, 2000, edited by I. Iori and A. Moroni (Ricerca Scientifica ed Educazione Permanente, Milano, 2000), p.443.

[Hud01] S. Hudan, *Etude expérimentale et théorique de la production de fragments dans les collisions Xe+Sn de 25 à 150A MeV*, thèse, Université de Caen, 2001.

[Jac96] B. Jacquot, *Instabilités spinodales dans les noyaux atomiques*, thèse, Université de Caen, 1996.

[Jou97] B. Jouault et al, *Comparison between the fragmentation processes in central Pb+Ag and Pb+Au collisions*, Nuclear Physics A615(1997)82.

[Kle02] M. Kleine Berkenbusch et al, *Event-by-event analysis of proton-induced nuclear multifragmentation: Determination of phase transition universality-class in system with extreme finite-size constraints*, Physical Review Letters 88(2002)022701.

[Lan01] A. Lanchais et al, *Experimental evidence of multifragment production at low incident energies*, Proc. of the International Workshop on Multifragmentation and Related Topics, Catania, Italy, 2001, p.96.

[Lav01] F. Lavaud, *Etude de la multifragmentation pour le système Au+Au entre 40et 100 AMeV: expansion et flot radial*, Université de Strasbourg, 2001.

[Leb82] L. Lebart, A. Morineau, J.-P. Fénelon, *Traitement des données statistiques. Méthodes et programmes*, Dunod 1982.

[Lec00] J.F. Lecolley et al, *Digital Filtering: a common analysis for data and mean field theory*, Nuclear Instrumentation Methods A441(2000)517.

[LeN99] N. Le Neindre, *Aspect thermodynamique de la multifragmentation Xe+Sn de 32 à 50 AMeV*, Université de Caen, 1999.

[LeN00] N. Le Neindre et al, *Negative heat capacities in central Xe+Sn reactions*, Proc. of the XXXVIII Int. meeting on Nuclear Physics, Bormio, 2000, edited by I. Iori and A. Moroni (Ricerca Scientifica ed Educazione Permanente, Milano, 2000), p.404.

[LeN02] N. Le Neindre et al, *Phase transition in a large range of heavy excited nuclei*, Proc. of the XL Int. meeting on Nuclear Physics, Bormio, 2002, edited by I. Iori and A. Moroni (Ricerca Scientifica ed Educazione Permanente, Milano, 2002).

[Ler85] S. Leray, G. La Rana, and C. Ngô, *Emission of prompt nucleons in heavy ion collisions*, Z. Phys A 320(1985)383.

[Lop84] J.A. Lopez and P.J. Siemens, *Nuclear fragmentation*, Nuclear Physics A431(1984)728.

[Lop89] J.A. Lopez and G. Lubeck, *Nuclear spinodal decomposition*, Physics Letters B219(1989)215.

[Lop93] O. Lopez, *Mise en évidence d'un mécanisme simultané de production de fragments dans les collisions centrales du système Kr+Au à 60A MeV*, thèse, Université de Caen, 1993.

[Luk97] J. Lukasik et al, *Dynamical effects and IMF production in peripheral and semi-central collisions of Xe+Sn at 50A MeV*, Physical Review C55(1996)1906.

[Ma97] Y.-G. Ma et al, *Surveying the nuclear caloric curve*, Physics Letters B390(1997)41.

[Mar95] N. Marie, *Mouvement collectif et multifragmentation dans les collisions centrales du système Xe+Sn à 50 AMeV*, Université de Caen, 1995.

[Mar97] N. Marie et al, *A hot expanding source in 50A MeV Xe+Sn central reactions*, Physics Letters B391(1997)15.

[Mar98] N. Marie et al, *Experimental determination of fragment excitation energies in multifragmentation events*, Physical Review C58(1998)256.

[Mas99] A.M. Maskay, *Nouvelle méthode de sélection et caractérisation des événements monosources dans les collisions Ni+Ni à 32 AMeV*, Université de Lyon, 1999.

[Mja87] M. Mjahed, *Application de la méthode d'analyse discriminante à la reconnaissance des jets et de la nature des partons dans les réactions $e^+e^- \to$ hadrons*, thèse, Université de Clermont, 1987.

[Mor93] L.G. Moretto and G.J. Wozniak, *Multifragmentation in heavy-ion processes*, Annual Reviews 1993.

[Mor96] L.G. Moretto et al, *Charge correlations and dynamical instabilities in the multifragment emission process*, Physical Review Letters, 77(1996)2634.

[Mor97] L.G. Moretto et al, Physics Report 287(1997)259.

[Mul01] O. Mülken and P. Borrmann, *Classification of the nuclear multifragmentation phase transition*, Physical Review C63(2001)024306.

[Pap90] P. Papon et J. Leblond, *Thermodynamique des états de la matière*, Hermann, 1990.

[Pha92] L. Phair et al, *Impact parameter filter for Au+au collisions at E/A=50,80 and 110 MeV*, Nuclear Physics A548(1992)489.

[Pet87] C.J. Pethick and D.G. Ravenhall, *Instabilities in hot nuclear matter and the fragmentation process*, Nuclear Physics A471(1987)19c.

[Pla99] E. Plagnol et al, *Onset of midvelocity emissions in symmetric heavy ion reactions*, Physical Review C61(1999)014606.

[Poc95] J. Pochodzalla, *Probing the nuclear liquid-gaz phase transition*, Physical Review Letters, 75(1995)1040.

[Pog95] G. Poggi et al, *Evidence for collective expansion in light-particle emission following Au+Au collisions at 100, 150 and 250 A.MeV*, Nuclear Physics A586(1995)755.

[Pou95] J. Pouthas et al, NIM A357(1995)418.

[Pou96] J. Pouthas et al, NIM A369(1996)222.

[Rad02] Al.H. Raduta, Ad.R. Raduta, P. Chomaz and F. Gulminelli, *Critical behavior in a microcanonical multifragmentation model*, Physical Review C65(2002)034606.

[Ric02] J. Richert and P. Wagner, *Microscopic model approaches to fragmentation of nuclei and phase transitions in nuclear matter*, nucl-th/0009023.

[Riv96] M.F. Rivet et al, *Vaporisation events from binary dissipative collisions*, Physics Letters B388(1996)219.

[Riv98] M.F. Rivet et al, *Independance of fragment charge distribution of the size of heavy multifragmenting sources*, Physics Letters B430(1998)217.

[Sal97] S. Salou, *Etude de la multifragmentation dans les collisions centrales pour les systèmes Xe+Sn entre 32 et 50 AMeV: mesure de l'énergie collective d'expansion et du volume de freeze-out*, Université de Caen, 1997.

[Sap90] G. Saporta, *Probabilité, analyse de données et statistiques*, Technip, 1990.

[Sau76] G. Sauer, H. Chandra and U. Mosel, *Thermal properties of nuclei*, Nuclear Physics A264(1976)221.

[Sch99] B. de Schauenburg, *Multifragmentation et thermalisation dans les collisions centrales d'ions lourds dans le domaine d'énergie 100-400A MeV*, thèse, Université de Strasbourg, 1999.

[Sur98] E. Suraud, *Physique des collisions nucléaires*, Hermann, 1998.

[Tab00] G. Tabacaru, *Signature fossile d'une décomposition spinodale dans la multifragmentation de systèmes nucléaires très lourds*, thèse, Université d'Orsay, 2000.

[Tab02] G.Tabacaru et al, en préparation.

[Wad89] R. Wada et al, *Temperatures and excitation energies of hot nuclei in the reactions of S+Ag and O+Ag at 30 MeV/nucleon*, Physical Review C39(1989)497.

[Wei37] V. Weisskopf, *Statistics and nuclear reactions*, Physical Review C52(1937)295.

[Xu93] H.M. Xu et al, *Formation and decay of toroidal and bubble nuclei and the nuclear equation of state*, Physical Review C48(1993)933.

[Zab95] E.E. Zabrodin, *Vapor-liquid phase transition and multifragmentation of nuclei*, Physical Review C52(1995)2608.