



HAL
open science

Multifragmentation de systèmes lourds : partitions et signaux de transition de phases

Eric Bonnet

► **To cite this version:**

Eric Bonnet. Multifragmentation de systèmes lourds : partitions et signaux de transition de phases. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université Paris Sud - Paris XI, 2006. Français. NNT : . tel-00121736

HAL Id: tel-00121736

<https://theses.hal.science/tel-00121736>

Submitted on 21 Dec 2006

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

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

ORSAY
No. d'ordre : 8389 -

UNIVERSITE DE PARIS-SUD U.F.R SCIENTIFIQUE D'ORSAY

THESE
présentée
pour obtenir

Le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES DE L'UNIVERSITE PARIS XI ORSAY

PAR

Eric Bonnet

SUJET : Multifragmentation de Systèmes Lourds :
Partitions
et Signaux de Transition de Phases.

soutenue le 28 septembre 2006 devant la commission d'examen

Monsieur	P.	Désesquelles	(Président)
Monsieur	B.	Borderie	(Directeur de thèse)
Monsieur	R.	Dayras	(Rapporteur)
Madame	F.	Gulminelli	
Madame	F.	Hannachi	
Monsieur	J.	Richert	(Rapporteur)

A Alice, Marcel et Jules ...

Remerciements

Le moment des remerciements est venu ...

Dans un but volontairement conventionnel, je partirai du haut de la hiérarchie. Merci donc, à Madame Guillemaud-Mueller et Monsieur Berthier d'avoir accepté ma présence durant ces trois années (j'y ai quand même passé le cap des 25 ans) de thèse au sein de ce laboratoire bucolique et sympathique qu'est l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay.

Concernant les responsables de mon titre de docteur :

Merci à Pierre Désesquelles premièrement, d'avoir accepté d'être dans mon jury, deuxièmement de l'avoir présidé durant la soutenance, en ce merveilleux jour du 28 Septembre 2006, et troisièmement pour toute l'aide précieuse qu'il m'a apportée dans ces derniers mois (un peu désorganisés) de la phase rédaction/analyse (ceci m'a d'ailleurs permis, en prime, de découvrir les joies du fortran 95). Merci pour sa gentillesse, sa disponibilité et ses explications (que j'ai mis longtemps à comprendre, mais je crois que c'est bon ...). Merci à Roland Dayras et Jean Richert, les deux rapporteurs de ce travail, qui m'ont autorisé à soutenir. Leurs demandes d'explications et de précisions ont contribué à un éclaircissement dans la rédaction qui n'était visiblement pas de mise au départ. Merci à Francesca Gulminelli, qui a pris une part importante dans ce travail de thèse (il va falloir vivre avec ...), merci pour son dynamisme, sa bonne humeur, sa soif de comprendre (mes explications un peu torturées) et d'expliquer (ce que j'avais pas compris), de m'avoir aussi montré que la théorie c'est cool. Mais surtout merci pour sa rigueur scientifique et l'énergie avec laquelle elle défend ses convictions (en conf, c'est impressionnant ... les étudiants de Caen ne risquent pas de s'endormir). Enfin merci à Fazia Hannachi, pour son regard extérieur et les remarques pertinentes sur mon travail. Pour résumer, mon jury était composé de gens consciencieux, variés et attentifs.

Merci à vous tous ... et merci à Bernard car c'est quand même lui qui l'a constitué.

Et avec transition, nous passons à la collaboration INDRA et en premier lieu au groupe d'Orsay. Mon arrivée dans un des couloirs (il est vrai pas très attirant au départ) du bâtiment 102 de l'IPN fut assez fortuite : étudiant en DEA, en mal de sujet de thèse, je déambulais un peu désœuvré. Bernard Borderie m'accueille dans son bureau. En décrivant et en m'expliquant la physique d'INDRA, j'ai vu peu à peu son regard s'enflammer avec des gestes de plus en plus amplifiés. J'ai alors entrevu ce que pouvait être le chercheur passionné. Cette première impression ne s'est pas dissipée loin s'en faut. J'ai ainsi eu la chance de débiter ma carrière avec une personne dynamique, bouillonnante, qui ne baisse jamais les bras et pour qui une impasse est un prétexte pour rebondir. À ces qualités scientifiques s'ajoute une grande gentillesse, une attention de tous les jours et une mise à disposition de toutes ces compétences et conseils. Il m'a encadré

d'une manière idéale me laissant une très grande autonomie tout en m'apportant son aide dans les moments un peu délicats. Il m'a insufflé la dernière dose d'énergie et de motivation en fin de rédaction quand la fatigue et la saturation commençaient à se faire sentir. Pour compléter cet encadrement il fallait une Marie-France Rivet. Ça tombe bien elle était là. J'ai ainsi appris la rigueur, la minutie et les multiples vérifications indispensables à la solidité de tout travail scientifique. Marie-France, c'est aussi un puits de science, le livre d'histoire d'INDRA et surtout le côté humain du monde de la physique qu'il est toujours agréable de connaître (et en plus un peu féministe, ce qui n'enlève rien). Au jour le jour, mon CR2 à moi, Nicolas Le Neindre m'a aidé et accompagné dans tous mes travaux avec toujours un regard critique et les questions associées. Durant ces trois années nous avons écumé les restos et bars de Caen et Catane et je n'ai toujours pas réussi à lui faire boire une goutte d'alcool. Enfin le principal c'est qu'au sortir de cette thèse je me suis non seulement fait un collègue sur qui je peux compter mais surtout un ami. Les quelques périodes où Emmanuelle GALICHET était à Orsay, on l'entendait ... je suis toujours impressionné par le volume sonore qui sort d'un petit bout de femme comme ça. Merci pour son invitation dans son loft à Catane, merci à elle pour son franc-parler, ses gueulantes et sa bonne humeur et surtout félicitations à cette (presque) jeune maman et longue vie au petit Elio (le plus jeune spectateur de ma soutenance). Une pensée pour Hassen qui m'a supporté pendant les deux premières années et beaucoup de bonheur à sa petite famille. Merci aussi à Serge, Nicole et Pascale pour leur gentillesse et leurs services. Une petite mention pour Marin et nos longues conversations sur la communauté des physiciens nucléaires et les sectes qui la menacent.

Un merci à toute la collaboration INDRA et associés (Identification Nette et Directe d'un Rassemblement Atypique de chercheurs : Bernard T., Roland, Jean-Pierre, Abdu, Rémi, Philippe, Marian, Olivier, Emmanuel, René, John, Daniel, Adriana, Silvia (merci pour ton accueil à Florence) ...) qui m'ont accueilli à bras ouverts, pour leurs nombreux conseils, avis et discussions. Tous mes travaux ont été jugés et discutés de manière constructive et ont ainsi gagné en pertinence. Une mention spéciale pour John et Daniel qui par leur initiation et leur soutien ROO-Tesques m'ont grandement aidé pour toute la partie informatique.

Je pense avoir eu de la chance de tomber un peu par hasard dans cette collaboration et c'est avec plaisir que je continue.

En débordant un peu sur l'après thèse, merci à Jean-Pierre de m'avoir soutenu pour mon post-doc au GANIL et merci au groupe de Napoli (Elio, Marco, Mariano ...) pour son accueil lors de cet agréable séjour.

À présent la famille ...

En tout premier lieu, un immense merci à ma grand-mère, personne chez qui les qualités sont innombrables. La liste de mes remerciements est longue et variée (pensez vous ça va faire 27 ans que je la connais). Pour la résumer : à chaque fois que je passe par chez elle, je me sens bien et apaisé (j'oublie même la physique, c'est pour dire). C'est aussi grâce à elle que sur mon CV, je peux marquer "label rouge élevé en plein air" de par sa cuisine incomparable. Merci à mes parents, pour le patrimoine génétique (petit clin d'oeil à un confrère), pour leur éducation, leur attention et leur amour. Ils m'ont toujours laissé faire mes choix tout en me soutenant et en me conseillant. Le petit a enfin terminé ses études, je pense qu'ils vont aussi pouvoir souffler un peu. Merci à ma soeur, mon gros bichon pour les intimes. Pour la complicité que j'ai avec elle, nos fou-rires et engueulades, son sale caractère qui je pense n'a d'égal que le mien. Merci pour ta

présence et ton aide et bien sur tes plans "galère". Bonne chance pour ton nouveau départ avec le petit b.....r (il a du mérite). Pour finir un grand merci à toute la smalah (mention spéciale à Hippolyte) : cousin(e)s, oncles et tantes, marraine (surprise), pièces rapportées diverses et variées.

Et maintenant les potes ...

une pensée pour les personnes que j'ai rencontré durant mon séjour à Orsay : la promo noire du DEA CPM (je n'utiliserai pas les surnoms pour ne pas sombrer dans la vulgarité) Manu et Nassima, Joachim et Sabine, Nicolas, Sylvestre et Nina, Marine et Pol, la mystérieuse inconnue du bureau jaune (en fait elle s'appelle Vi Nham), Franco (courage c'est bientôt fini), Guillaume et ainsi de suite ... et tous les autres qui ont contribué à ma vie sociale et m'ont permis de garder un certain équilibre psychique (bonnes bouffes, bonnes cuites, bonnes discussions) durant toutes ces années d'études : Armelle et Caroline, Etienne, Seko, Aymeric et Idir, Esther et Rita, Patrick et Marina, Marco, Edna et tous ceux que j'ai oubliés. Merci aussi à Edgard qui m'a donné une possibilité de reconversion si jamais la recherche ça ne marchait pas.

Et le bouquet final ...

Un grand merci à Amelie d'avoir pris mon numéro de téléphone et de m'avoir rappelé. Merci pour sa présence à mes côtés durant ces presque trois années. Elle m'a fait découvrir que la vie de couple était aussi excitante et compliquée que la physique. Merci de m'avoir fait garder les pieds sur terre quand je commençais à partir en sucette en fin de thèse, en m'obligeant à faire la vaisselle à 2 heure du mat. Merci pour ton attention, ton affection, pleins de trucs en "ion" et ton amour. L'aventure continue, le vent nous porte à Caen (tu vas voir ça va bien se passer ...) et comme dirait Marc Lavoine : "Depuis que je l'ai rencontrée ...". Merci aussi à ta famille (la smalah 2) pour leur accueil et à tes amis (dont une a traversé la France pour venir me voir soutenir ... quand même).

Ah oui ... merci à la vie en général ... j'allais l'oublier.

Table des matières

Introduction	13
1 Le détecteur INDRA et les systèmes étudiés.	15
1.1 Présentation et fonctionnement général du détecteur.	15
1.1.1 Inventaire des détecteurs et télescopes.	15
1.1.2 Principe de détection et d'identification.	16
1.1.3 Etalonnage en énergie du détecteur INDRA.	18
1.2 Description et performance des modules de détection.	19
1.2.1 Les chambres d'ionisation.	19
1.2.2 Les détecteurs siliciums.	21
1.2.3 Les scintillateurs à iodure de césium.	21
1.2.4 Déclenchement et acquisition lors de l'expérience.	22
1.2.5 Grilles et codes d'identification.	23
1.3 Présentation des trois systèmes étudiés.	24
1.3.1 Le système $^{129}_{54}\text{Xe} + ^{nat}\text{Sn}$	24
1.3.2 Le système $^{155}_{64}\text{Gd} + ^{238}_{92}\text{U}$	31
1.3.3 Le système $^{197}_{79}\text{Au} + ^{197}_{79}\text{Au}$	31
2 Étude et sélection des Quasi-Projectiles d'or obtenus dans les collisions Au+Au@80MeV/A.	37
2.1 Description schématique d'une collision.	38
2.1.1 Paramètre d'impact et dissipation.	38
2.1.2 Production à mi-rapidité.	38
2.2 Quelles variables utiliser pour une étude dynamique des fragments?	39
2.2.1 Cahier des charges.	39
2.2.2 Espace des vitesses des fragments.	40
2.3 Sélection dynamique.	43
2.3.1 $M_{\text{frag}} = 2$	43
2.3.2 $M_{\text{frag}} \geq 3$	45
2.3.3 Effets de la sélection dynamique.	46
2.3.4 Qu'en est-il des $M_{\text{frag}} = 1$?	51
2.3.5 Tableau récapitulatif.	52
2.4 Calorimétrie des sources QP.	53

2.4.1	Principe de la calorimétrie.	53
2.4.2	Sélection des particules.	55
2.4.3	Effet sur la taille de la source.	57
2.4.4	Limite de validité de la calorimétrie et sélection en taille.	59
2.4.5	Propriétés générales des événements sources.	62
2.5	Conclusion.	65
3	Bimodalité du plus gros fragment dans le quasi-projectile d'or et transition de phases du premier ordre.	67
3.1	Mise en contexte.	67
3.1.1	Variables proposées au sein de la collaboration INDRA.	67
3.1.2	Hypothèses de départ et raisonnement général.	68
3.2	Premières observations du comportement du Z_1	69
3.2.1	Effet du critère de compacité.	69
3.2.2	Des événements "compacts" aux événements "sources".	71
3.3	Physique statistique et théorie de l'information.	73
3.3.1	Entropie de Shannon.	73
3.3.2	Postulat de la physique statistique.	73
3.3.3	Maximisation de l'entropie sous contraintes.	73
3.3.4	Ensemble canonique dans l'espace E^*, Z_1	74
3.4	Construction de la surface d'entropie microcanonique et probabilité canonique.	75
3.4.1	Description d'une phase homogène.	75
3.4.2	Description de la coexistence de phases.	76
3.4.3	Principe de comparaison.	77
3.5	Comparaison théorie-expérience.	78
3.5.1	La renormalisation ne crée pas la bimodalité.	78
3.5.2	Délimitation de la zone de coexistence.	81
3.5.3	Comparaison et résultats.	84
4	Multifragmentation des sources produites en collisions centrales et périphériques : partitions des fragments et énergie collective radiale.	93
4.1	Motivations.	93
4.1.1	Collisions centrales.	93
4.1.2	Collisions périphériques.	94
4.1.3	Méthode de comparaison.	94
4.2	Partitions des produits de désexcitation des deux types de sources.	97
4.3	Énergie radiale d'expansion.	100
4.3.1	Définition.	100
4.3.2	Production des fragments à basse densité : multifragmentation et coalescence.	102
4.3.3	Effet du champ coulombien dans l'expansion.	103
4.3.4	Vitesse relative et normalisation à la taille du système.	103
4.3.5	Extrapolation des énergies radiales d'expansion.	104

4.3.6	Influence de l'expansion dans la production de fragments.	108
4.3.7	Évaluation du gain en multiplicité de fragments grâce à la présence d'énergie radiale.	108
4.4	Une explication ... à tester.	111
5	Étude et cohérence des différents signaux de transition.	113
5.1	Corrélations en charge et signal fossile de la décomposition spinodale.	113
5.1.1	Instabilités dans la zone spinodale.	113
5.1.2	Méthode d'extraction d'un éventuel signal.	115
5.1.3	Résultats.	117
5.2	Capacité calorifique microcanonique négative.	121
5.2.1	D'une entropie convexe à une capacité calorifique négative.	121
5.2.2	Hypothèses de travail.	123
5.2.3	Résultats.	125
5.3	Zone de coexistence et signaux de transition de phases.	128
5.3.1	Bilan des différents signaux observés pour le QPAu.	128
5.3.2	Placement du système Xe+Sn dans le diagramme des QPAu.	132
	Conclusion	137
A	Étude de la cohérence $\Delta E_{Si} - E_{CsI}$ sur les données de la 4^e campagne.	143
A.1	Cohérence des particules $Z < 5$	143
A.2	Cohérence des fragments $Z \geq 5$	144
B	Traitement de la fission.	151
C	Influence des différents paramètres sur la calorimétrie.	153
C.1	Formules de masse.	153
C.2	Paramètre de densité de niveaux et énergie cinétique des neutrons.	158
D	Démonstrations mathématiques.	161
D.1	Développement de Taylor de l'entropie microcanonique.	161
D.2	Propagation des erreurs dans la procédure de renormalisation.	163

Introduction

Généralités.

La matière nucléaire est un ensemble de nucléons (protons et neutrons) en forte interaction. Le phénomène des transitions de phases est commun à tous les systèmes complexes en interaction. Pour des transitions du deuxième ordre, les caractéristiques sont identiques d'un système à l'autre pourvu que ceux-ci appartiennent à la même classe d'universalité. Ces classes d'universalité sont largement indépendantes de l'hamiltonien d'interaction entre les différents constituants du système et sont essentiellement définies par la dimension de l'espace et du paramètre d'ordre. Pour la matière nucléaire, le potentiel est similaire à celui de Lennard Jones (attractif à longue portée et répulsif à très courte portée) qui caractérise les fluides de Van der Waals. Cette analogie du potentiel implique la présence d'une transition de type Liquide-Gaz pour la matière nucléaire. Cette transition a été modélisée et étudiée lors de nombreux travaux théoriques.

Expérimentalement, l'étude des propriétés de la matière nucléaire n'est possible qu'à travers l'étude des noyaux¹. Ces systèmes sont de taille finie et le passage d'un système infini à un système de taille finie (contribution de l'énergie de surface) nous fait perdre la limite thermodynamique que nécessite la définition mathématique (non analyticité d'un potentiel thermodynamique) d'une transition de phases. C'est pour cette raison qu'a été développé un formalisme des transitions de phases dans les systèmes finis (défaut de courbure d'un potentiel thermodynamique) utilisant la thermostatistique et qui permet de retrouver à la limite thermodynamique le comportement des fluides de Van der Waals². C'est cette reformulation adaptée aux noyaux qui peut être contrainte par les collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires.

Si différents signaux ont été mis en évidence indiquant la réalité de cette transition de phases pour les noyaux, la cohérence des signaux, l'ordre de la transition, les effets de taille finie et la dénomination des phases "liquide" et "gaz" sont encore sujets à discussion. Dans cette thèse nous nous consacrerons à l'étude de signaux du premier ordre que sont :

- La distribution bimodale d'un paramètre d'ordre (chapitre 3).
- Les fluctuations anormales d'énergies configurationnelles ou signal de chaleur massique négative (chapitre 4).
- La décomposition spinodale comme dynamique de la transition de phases (chapitre 4).

¹Les étoiles à neutrons et l'explosion des supernovæ de type II constituent également un moyen d'étude cependant plus indirect

²L'étude des transitions de phases dans les systèmes finis est également faite en physique des agrégats atomiques.

La dénomination de phase liquide sera associée aux résidus d'évaporation tandis que la phase gaz correspondrait aux produits de multifragmentation. La zone de coexistence de phase, dans notre compréhension actuelle, contiendrait des événements avec résidu d'évaporation et des événements de multifragmentation.

Collisions d'ions lourds.

Lorsque deux noyaux entrent en collision, ils subissent des contraintes de pression ou de friction qui dépendent des différentes configurations accessibles par ces collisions. Trois paramètres sont accessibles lors de l'expérience : l'énergie incidente du projectile sur la cible, l'asymétrie de la voie d'entrée (différence en taille et/ou en isospin entre projectile et cible) et la taille du système mononucléaire formé. Le type de système mononucléaire excité formé dans les collisions d'ions lourds dépend du paramètre d'impact. Ce paramètre ne peut être contrôlé lors de l'expérience. Pour des grands paramètres d'impact (collision périphérique), la zone d'interaction partielle entre les deux noyaux nous donne en voie de sortie un quasi-projectile (QP) et une quasi-cible (QC). Pour des paramètres d'impact proches de zéro (collisions centrales) les deux noyaux se superposent complètement pour former une source de quasi-fusion ou source unique. L'expérience nous donne une distribution de paramètres d'impact correspondant à un large éventail de configurations dynamiques que l'on doit discriminer lors de l'analyse des données. Cette discrimination est la première étape pour sélectionner un lot d'événements de sources homogènes auquel on peut ensuite appliquer une étude thermostatique approfondie mettant en évidence des signaux reliés à une transition de phases.

L'énergie déposée dans le système mononucléaire et la façon dont celle-ci a été déposée vont conditionner l'exploration par le système du diagramme des phases. Ce diagramme des phases est une construction issue de l'équation d'état des noyaux qui relie le comportement moyen d'observables thermostatiques (température, pression, densité, énergie...) entre elles. Un des buts de ce travail est d'étudier le peuplement de ce diagramme des phases par les noyaux chauds suivant que ceux-ci sont produits en collisions centrales ou périphériques.

Dans le chapitre 1, après une brève introduction sur le multi-détecteur 4PI INDRA, nous rappellerons une des méthodes de sélection qui discrimine les collisions centrales par un critère d'équilibration dynamique des fragments produits (sélection en angle de flot). Les systèmes choisis pour l'étude des collisions centrales seront Xe+Sn à cinq énergies incidentes (de 25 à 50 MeV/A) et Gd+U à 36 MeV/A. Le système choisi pour l'étude des collisions périphériques sera le quasi-projectile d'or produit dans les collisions Au+Au à 80 MeV/A. Dans le chapitre 2, nous proposerons une méthode de sélection permettant d'isoler un lot de quasi-projectiles correspondant à des sources équilibrées et isotopes avec lesquelles nous étudierons les trois signaux de transition de phases cités précédemment. Dans le chapitre 4, nous comparerons ces trois systèmes pour évaluer les différences et les similitudes entre les partitions de fragments des sources produites en collisions centrales et périphériques. Cette comparaison nous permettra de mettre en évidence le rôle de l'énergie d'expansion dans la production de fragments. La cohérence entre les signaux issus de ce travail et ceux déjà étudiés sur le système Xe+Sn conclura cette thèse avec le peuplement d'un diagramme de phases expérimental (chapitre 5) et une localisation quantitative de la zone de coexistence où le système est présent sous forme liquide et gazeuse.

Chapitre 1

Le détecteur INDRA et les systèmes étudiés.

1.1 Présentation et fonctionnement général du détecteur.

Le détecteur INDRA ([1, 2]) est un multi-détecteur 4π composé de 17 couronnes et 336 modules indépendants. De symétrie cylindrique, les couronnes sont assemblées autour de l'axe du faisceau pour couvrir 90% de l'angle solide autour de la cible. Sur la figure 1.1, une vue d'ensemble du détecteur est présentée avec les numéros de chaque couronne. Une ouverture à l'arrière ($\theta \in [176^\circ, 180^\circ]$) et à l'avant ($\theta \in [0^\circ, 2^\circ]$) du détecteur laisse passer le faisceau. La cible est déposée sur le porte-cible situé entre les couronnes 12 et 13 ($\theta \in [88^\circ, 92^\circ]$ ¹). La somme de ces trois zones sans détecteur représente environ 2% de la zone morte, les autres 8% étant dus aux passages entre chaque couronne et télescope [3].

On a l'habitude d'appeler couronnes avant (respectivement arrière) les couronnes 1 à 9 ($\theta \in [2^\circ, 45^\circ]$) (respectivement les couronnes 10 à 17 ($\theta \in [45^\circ, 176^\circ]$)). Elles sont composées de télescopes, ensemble de modules de détection qui jouent chacun un rôle spécifique.

1.1.1 Inventaire des détecteurs et télescopes.

La première couronne a été modifiée entre la troisième et la quatrième campagne. Les différentes descriptions du détecteur et des modules de détection concernent la configuration actuelle d'INDRA. On distingue quatre sortes de détecteurs :

- les cristaux de silicium (Si) de deux épaisseurs 300 et 75 μm (Si300 μ et Si75 μ).
- les cristaux d'iodure de césium dopé au thallium (CsI(Tl)) couplés à des photomultiplicateurs. Ils ont une longueur variant de 5 à 13,8 cm suivant leur emplacement.
- les chambres d'ionisation (ChIo), cellules d'épaisseur 5 cm, remplies de gaz C_3F_8 sous une pression variant de 20 à 50 mbar suivant leur emplacement.
- les cristaux de silicium dopés au lithium (Si(Li)) d'épaisseur 2 mm.

¹L'angle θ est l'angle que fait une couronne avec l'axe du faisceau, avec le porte-cible comme origine du repère

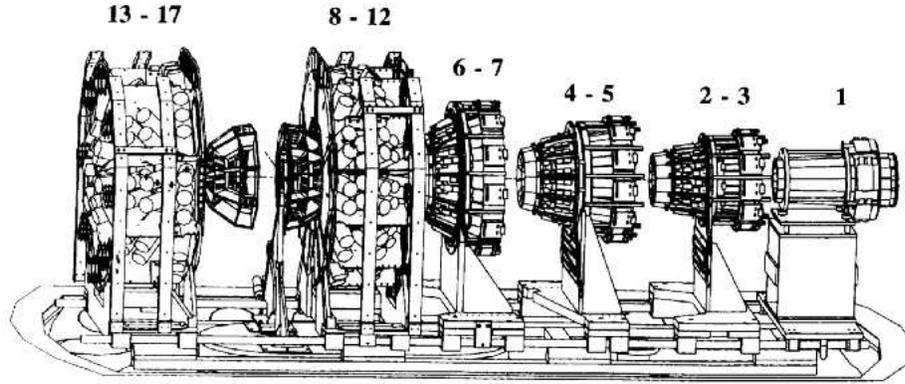


FIG. 1.1 – Vue générale du détecteur INDRA. Le faisceau rentre par la gauche (couronne 17) et ressort par la droite (couronne 1). La couronne 1 est une représentation de la première configuration d'INDRA avec les détecteurs phoswichs.

C'est en combinant ces détecteurs qu'ont été construits les télescopes d'INDRA pour répondre au mieux à la grande dynamique en charge et en énergie (des protons de 1 MeV à des noyaux d'Uranium de 5 GeV) que demande la diversité des mécanismes de réaction (de l'évaporation à la vaporisation) ayant lieu dans les collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires (de 15 à 150 MeV/A). La cinématique des collisions cible+projectile focalise les produits de réaction vers les angles avant du détecteur (vitesse d'entraînement) et ce d'autant plus que les particules sont massives. On s'attend à une statistique beaucoup plus importante à l'avant avec une plus grande dynamique en énergie. À l'arrière, les produits arrivent dans les détecteurs avec une énergie beaucoup plus faible et ces derniers doivent être adaptés pour minimiser les effets de seuils. Le concept général d'INDRA combine, sous forme de télescopes "Sandwich", des faibles seuils (ChIo) à des grands pouvoirs d'arrêt (CsI) avec au milieu des Si possédant une bonne résolution en énergie. On distingue quatre types de télescopes :

- Les télescopes de la couronne 1 à deux étages : Si $300\mu\text{m}$ + CsI.
- Les télescopes des couronnes 2 à 9 à trois étages : ChIo + Si $300\mu\text{m}$ + CsI.
- Les télescopes des couronnes 10 à 17 à deux étages : ChIo + CsI.
- Les télescopes étalons, que l'on retrouve sur un module de chaque couronne arrière : ChIo + Si $75\mu\text{m}$ + Si(Li) + CsI, servent de référence aux autres modules de la couronne.

Le tableau 1.1 répertorie par couronne le détail des positions et dimensions de tous les modules de détection.

1.1.2 Principe de détection et d'identification.

Lorsqu'une particule entre dans un télescope, sa charge (Z), sa masse (A) et son énergie incidente (E) vont conditionner le nombre d'étages qu'elle va traverser avant de s'arrêter et l'énergie qu'elle va déposer dans chacun d'eux. L'interaction entre la particule et le milieu de chaque détecteur est modélisée par la formule de Bethe-Bloch [5] qui exprime le pouvoir d'arrêt d'un

N°	Chambres d'ionisation							
	Nb	θ_{min}	θ_{max}	Δ_φ	φ_D	$\Delta\Omega$	d	Nb
couronnes	modules	(deg)	(deg)	(deg)	(deg)	(msr)	(mm)	CsI
2-3	12	3,13	6,98	28,84	30,00	2,98	655	3
4-5	12	7,21	13,83	29,10	30,00	10,71	385	4
6-7	12	14,21	26,74	29,28	30,00	39,01	250	4
8-9	12	27,84	44,67	29,03	30,00	87,70	120	4
10-11	12	45,23	69,29	29,33	30,00	182,83	120	4
12	12	70,25	87,60	29,44	30,00	152,11	120	2
13	8	92,40	109,76	44,44	45,00	229,74	120	3
14-15	8	110,31	141,80	44,26	45,00	338,93	120	4
16-17	8	142,38	174,77	41,54	45,00	147,73	120	2

N°	CsI							Si
	Nb	θ_{min}	θ_{max}	Δ_φ	φ_D	$\Delta\Omega$	e	e
couronnes	modules	(deg)	(deg)	(deg)	(deg)	(msr)	(mm)	(mm)
1	12	2,00	3,00	30,00	30,00	0,37	138	0,30
2	12	3,06	4,46	27,51	30,00	0,77	138	0,30
3	24	4,48	6,96	14,15	22,50	1,06	138	0,30
4	24	7,16	9,95	14,01	22,50	1,77	138	0,30
5	24	9,99	13,72	14,29	22,50	3,33	138	0,30
6	24	14,23	19,93	14,29	22,50	7,28	97	0,30
7	24	19,98	26,61	14,48	22,50	11,55	97	0,30
8	24	27,62	34,87	14,18	22,50	16,20	90	0,30
9	24	34,96	44,61	14,32	22,50	26,90	90	0,30
10	24	45,25	56,90	14,44	22,50	39,78	76	
11	24	56,99	69,69	14,52	22,50	50,08	76	
12	24	70,28	88,59	14,56	22,50	79,49	48	
13	24	91,72	109,65	14,64	30,00	78,23	60	
14	16	110,44	126,03	22,08	33,75	92,10	50	
15	16	126,12	141,69	21,98	33,75	74,88	50	
16	8	142,50	157,08	43,65	45,00	97,28	50	
17	8	157,17	175,70	39,99	45,00	52,71	50	

TAB. 1.1 – Configuration géométrique d'INDRA (tableaux issus de [4]).

θ : angle polaire

e : épaisseur du détecteur

Δ_φ : couverture azimutale

d : distance à la cible

$\Delta\Omega$: angle solide du détecteur

φ_D : angle azimutal moyen de la première cellule

milieu ralentisseur sur une particule. Aux énergies de bombardement que l'on utilise, l'équation se réduit à l'égalité 1.1 : le pouvoir d'arrêt $-\frac{\Delta E}{\Delta x}$, perte d'énergie ΔE d'une particule dans une épaisseur d'un milieu donné (Δx) est proportionnel au rapport entre la charge effective² au carré Z_{eff} et l'énergie incidente de la particule E . La constante k regroupe toutes les informations relatives au milieu (densité, numéro atomique, potentiel d'ionisation...). Ainsi pour une même énergie incidente, une particule massive sera beaucoup plus ralentie qu'une particule légère. De cette égalité, découle directement la première méthode d'identification utilisée sur INDRA. Pour deux étages de détection successifs, si l'on porte la perte d'énergie d'une particule dans le premier étage (ΔE) en fonction de l'énergie résiduelle déposée dans le deuxième étage, on obtient une hyperbole pour chaque charge que l'on nomme ligne de Z . Cette méthode permet en principe l'identification des produits chargés du proton à l'uranium. Condition nécessaire à l'application de cette méthode : la particule doit traverser le premier détecteur en y déposant suffisamment d'énergie et s'arrêter dans le deuxième.

$$-\frac{\Delta E}{\Delta x} \sim k \frac{A}{2E} Z_{\text{eff}}^2 \quad (1.1)$$

Les télescopes doivent donc être conçus pour permettre aux particules massives de basse énergie de toucher au moins deux détecteurs (seuils bas) et aux particules légères de hautes énergies de s'arrêter avant la fin du détecteur (seuils hauts). Dans l'égalité 1.1, la masse de la particule (A) intervient de manière explicite. Cependant la méthode $\Delta E - E$ ne permet pas de résoudre correctement, sur INDRA, les masses des particules d'un même Z sur une large gamme en énergie³. Pour cela, une autre méthode d'identification repose sur une étude plus en détail du signal induit par une particule s'arrêtant dans un détecteur. Cette analyse en forme des signaux est appliquée aux iodures de césium. Leur réponse est décomposée en deux composantes, l'une rapide et l'autre lente permettant d'obtenir pour les particules légères ($Z \leq 4$) une séparation isotopique. Pour les charges supérieures, on associe à chaque Z une masse moyenne. De manière générale, la résolution en énergie des détecteurs va conditionner directement la résolution en charge et les seuils vont influencer la gamme d'énergie où une charge peut être clairement identifiée.

1.1.3 Etalonnage en énergie du détecteur INDRA.

L'étalonnage est indispensable pour calibrer les détecteurs et l'électronique associée. Cette calibration consiste en deux conversions successives :

- une conversion canal-volt permettant de remonter à la tension de sortie du détecteur et de connaître la réponse de l'électronique.
- une conversion volt-énergie (MeV) nous donnant pour chaque tension une énergie déposée dans le détecteur.

²La charge effective $Z_{\text{eff}} = \sqrt{\langle Q^2 \rangle}$, où Q est l'état de charge de l'ion variant de 0 pour un atome neutre à Z , numéro atomique, pour un ion totalement épluché.

³Dans le cas où le ΔE est mesuré par un silicium avec une bonne homogénéité, il est possible d'obtenir une résolution isotopique à basse énergie pour des masses allant jusqu'à 30 [6].

Elle nécessite une accumulation de réponses des détecteurs à différents types de particules physiques (diffusions élastiques, émissions de sources radioactives) et de réponse des composants électroniques à des particules virtuelles (générateur d'impulsion ou laser). Ce sont des points de calibration. L'extraction des données d'étalonnage et les procédures de calibration permettant d'obtenir les différentes conversions constituent la partie la plus importante du travail aboutissant à des données physiques de grande qualité. Les runs consacrés à l'étalonnage donnent une information sur l'état de fonctionnement général d'INDRA à un instant précis. Pour prendre en compte sur toute la durée de l'expérience des éventuelles dérives deux contrôles sont utilisés. Des runs "géné" sont intercalés aux runs physiques pour contrôler la linéarité des chaînes d'électroniques. Un contrôle LASER des scintillateurs CsI note une éventuelle dérive de gain des photo-multiplieurs et des variations de réponse des cristaux avec la température.

Nous allons à présent détailler la chaîne de détection des télescopes en décrivant les caractéristiques de fonctionnement des différents étages.

1.2 Description et performance des modules de détection.

1.2.1 Les chambres d'ionisation.

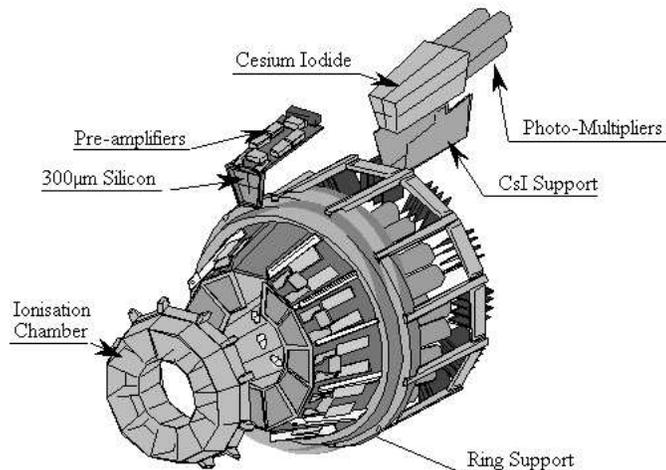


FIG. 1.2 – Structure mécanique de la couronne 4-5.

Les chambres d'ionisation constituent, à l'exception de la couronne 1, le premier étage de détection. Une particule incidente produit des électrons d'ionisation qui sont collectés par un champ longitudinal créé par une différence de potentiel appliquée à deux feuilles de mylar aluminisé qui jouent le rôle de cathode et d'anode respectivement à l'entrée et la sortie du détecteur. Le champ électrique est bien défini par des anneaux de cuivre pour s'affranchir au maximum des effets de bords. Le signal électrique induit par les électrons passe dans un pré-amplificateur (PA) délivrant des impulsions proportionnelles à l'énergie déposée dans le gaz (200 mV/MeV), puis

dans un amplificateur (A) à faible bruit, pour être ensuite numérisé par un codeur de charge (QDC) à deux sorties, une petit gain (PG) et une grand gain (GG). La première sortie code le signal sur une plage en énergie allant jusqu'à 0,4 GeV avec une précision de 0,1 MeV par canal, la deuxième correspond à un zoom ($\times 16$) à basse énergie avec une précision de 6,25 keV par canal jusqu'à 25 MeV. Ces deux sorties assurent ainsi une bonne identification malgré la grande dynamique en énergie. On retrouve ce dispositif d'amplification et de codage pour les détecteurs siliciums avec une plage de codage multipliée par 10.

Les 96 chambres d'ionisation sont regroupées par couronne en cinq structures mécaniques (fig. 1.2) : trois pour les couronnes avant (2-3, 4-5 et 6-7) et deux pour les couronnes arrières (8-12, 13-17) séparées par le passage du porte-cible. À l'avant, chaque structure constitue une cellule indépendante avec une circulation du gaz et une cathode commune. Ces cellules sont sous-divisées, par des parois en époxy, en 12 chambres d'ionisation qui ont chacune leur propre anode (collection des électrons) et la chaîne d'électronique associée (PA+A+QDC). Les structures arrières regroupent chacune 2+1 cellules de gaz, sous-divisées en 12 (8-12) et 8 (13-17) chambres d'ionisation. Les chambres, de symétrie axiale et regroupées dans des structures compactes, minimisent les zones mortes. À 5 mm des anodes sont placées des grilles de Frisch, constituées de fils de Cu-Be de 50 μm espacés de 5 mm, assurant une transparence géométrique de 99% pour une meilleure collection des charges quelle que soit la trajectoire de la particule dans la cellule, atout dans une bonne résolution en charge des chambres. Le choix de l'octafluoropropane (C_3F_8) a été motivé par le souhait d'obtenir une bonne résolution en énergie (qui augmente avec la densité du gaz employé) et donc en Z des noyaux identifiés, tout en opérant à faible pression pour obtenir de très bas seuils de détection ($\sim 1\text{MeV/A}$).

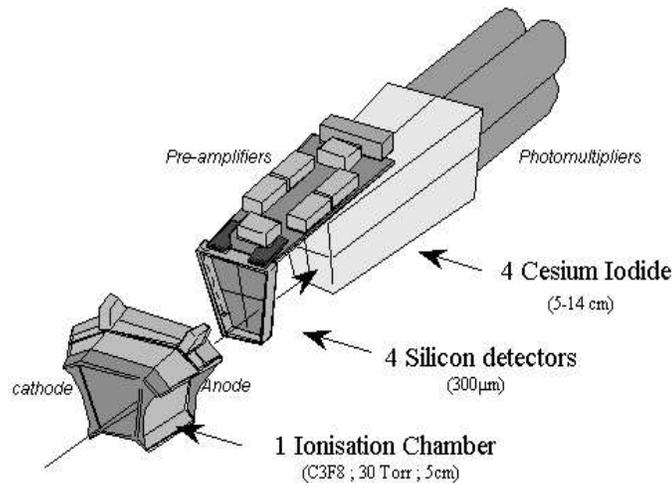


FIG. 1.3 – Exemple de télescope à trois étages des couronnes 2 à 9 : chambre d'ionisation, pastille de silicium divisée en 4 détecteurs, chacun suivi d'un iodure de césium et de son photomultiplicateur. La flèche indique la trajectoire d'une particule rentrant dans le télescope.

Pour une meilleure granularité, à chaque chambre d'ionisation sont associés 3 ou 4 couples Si300-CsI pour les couronnes 2 à 9 et CsI seuls pour les couronnes 10 à 17. Ce sont ces groupes

de détecteurs que l'on nomme télescopes dont une représentation est donnée sur la figure 1.3.

1.2.2 Les détecteurs siliciums.

Pour diminuer les zones mortes, les détecteurs siliciums $Si300\mu m$ de chaque télescope appartiennent à une même pastille (efficacité de 94 % de l'espace couvert par le silicium). Ils constituent le premier étage de la couronne 1 (12) et le deuxième des couronnes 2 à 9 (180). Il s'agit de diodes (jonctions p-n) complètement déplétées qui collectent de manière rapide et homogène les paires électrons-trous (e^- -t) créées lors du passage d'une particule. La collecte de ces paires aux bornes du détecteur génère un signal électrique proportionnel à l'énergie déposée dans le cristal. Celui-ci est ensuite traité de la même manière que ceux des ChIo. À noter que pour éviter tout couplage capacitif avec la ChIo (diaphonie), la partie avant du détecteur (face à la ChIo) est connectée à la masse. L'intérêt des siliciums réside dans leur très bonne résolution en énergie environ dix fois supérieure à celle d'un détecteur à gaz. En effet, le faible coût énergétique pour créer une paire e^- -t (3,6 eV) minimise fortement les incertitudes statistiques lors du calcul de l'énergie totale déposée (pour un proton de 10 MeV, $N \sim 2,8 \cdot 10^5$ paires créées donne une incertitude $\sim 2 \cdot 10^{-3}$). Un effet à mentionner et qui est pris en compte dans l'étalonnage des détecteurs, est le défaut de collection lorsqu'un fragment lourd est stoppé dans le silicium. Cet effet est principalement dû au "pic de Bragg", caractéristique d'une particule traversant un milieu, et qui dépose brusquement toute son énergie résiduelle lorsqu'elle s'y arrête. Ce dépôt a pour effet d'ioniser le milieu avec un effet d'écrantage (plasma) qui diminue la collection des paires en raison de recombinaisons et ce d'autant plus que la particule est massive. Pour les couronnes 2 à 9, les $Si300\mu m$ fonctionnent soit en régime $\Delta E_{ChIo} - E_{Si}$ pour les particules les moins rapides, soit en régime $\Delta E_{Si} - E_{CsI}$ pour les particules les plus énergétiques. Pour la couronne 1, on attend des seuils en énergie plus haut qu'avec les ChIo (fig. 1.4). De manière générale les $Si300\mu$ constituent un élément primordial de l'identification donnant un étalonnage fiable des CsI.

Pour des raisons de coût de l'électronique associée, les couronnes arrières ne possèdent pas de deuxième étage de $Si300\mu$. Si du point de vue de la détection leur rôle n'est pas justifié, pour l'identification, il a fallu intercaler dans un télescope ChIo+CsI de chaque couronne, un télescope étalon $Si75\mu+Si(Li)$ pour étalonner les CsI.

1.2.3 Les scintillateurs à iodure de césium.

Les CsI (336) sont le dernier étage de détection de tous les télescopes. Ils ont pour principale fonction d'arrêter les particules les plus énergétiques. Leur épaisseur variant avec le domaine angulaire ont été déterminées par rapport aux énergies maximum des protons que l'on s'attend à détecter. Lorsqu'une particule traverse ce détecteur, l'excitation des molécules du milieu produit par fluorescence une émission de photons. Ce signal lumineux est caractérisé par deux constantes de temps :

- une rapide correspondant à la montée du signal et à sa redescence jusqu'à environ la mi-hauteur avec une dépendance en A et Z.
- une lente caractérisant la décroissance finale plutôt indépendante de Z et de A.

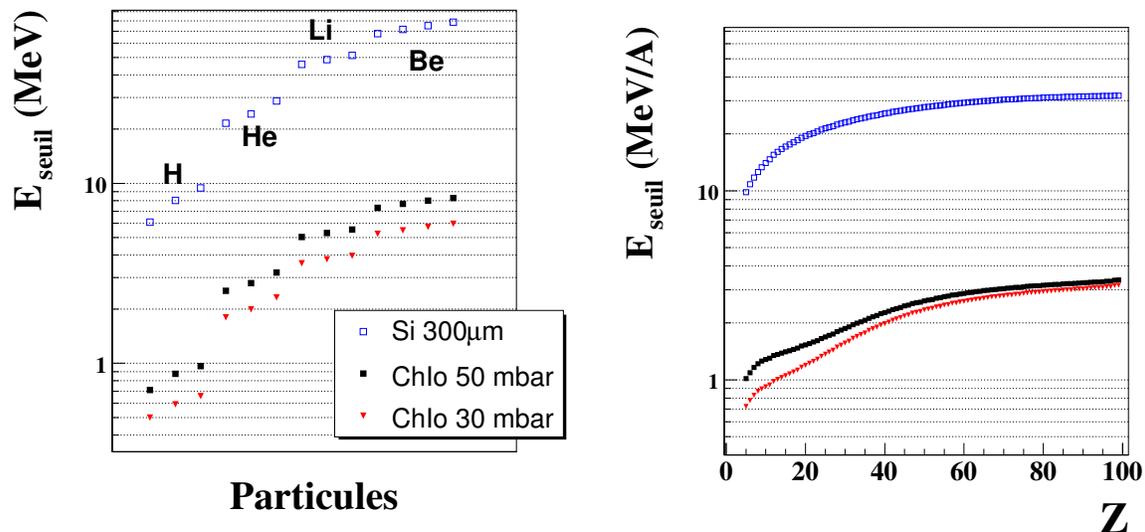


FIG. 1.4 – Estimation avec le programme de pertes d'énergie VEDA LOSS des seuils en énergie pour les particules (gauche) et fragments (droite) pour traverser les trois possibles premiers étages des télescopes; couronne 1 : Si300µ, couronnes 2 à 9 : ChIo sous 50mbar et couronnes 10 à 17 : ChIo sous 30 mbar. Les seuils relatifs aux ChIo ne sont pas corrigés des pertes dans les mylars.

Après conversion en signal électrique par un photo-multiplicateur (PM), celui-ci est intégré sur deux portes pour refléter les deux composantes du signal lumineux qui contient l'information sur la charge (Z), la masse (A) et l'énergie de la particule (E). On a donc en sortie le codage d'une composante rapide (R) et d'une composante lente (L). La lumière totale est déduite a posteriori. Ces deux composantes portées l'une en fonction de l'autre permettent de réaliser une résolution isotopique (différents A pour un même Z) des particules légères (jusqu'au béryllium (^{10}Be)). Un point faible des CsI est leur non linéarité en énergie. Leur étalonnage nécessite par conséquent un soin particulier. La paramétrisation de la réponse lumineuse résulte d'une prise en compte d'un nombre important d'effets d'ionisation, de recombinaison et d'écrantage propres au milieu. La version définitive de cette paramétrisation et les hypothèses physiques associées sont largement décrites dans [7–9]

1.2.4 Déclenchement et acquisition lors de l'expérience.

Le processus de déclenchement [10] (TRIGGER) de l'acquisition du détecteur INDRA fonctionne en régime **asynchrone**. Chaque voie de détection fonctionne indépendamment des autres. La mise en commun de toutes les informations est faite par le **regroupeur** qui envoie un signal au **sélecteur** qui décide ensuite de la validité ou non de l'événement par rapport à des critères en multiplicité prédéfinis pour l'expérience (multiplicité de déclenchement) et/ou des voies de décisions externes (couplage avec d'autres dispositifs de détection). Les différentes voies

de détection sont remises à zéro automatiquement (RAZ) si elles n'ont pas reçu dans un laps de temps donné ($\sim 1 \mu\text{s}$ après leur déclenchement) un signal de Fast Trigger (FT) généré par le sélecteur. Si le FT est reçu avant la RAZ, il provoque le codage de toutes les voies touchées : l'événement est enregistré. Ensuite, le sélecteur envoie un ordre de ré-initialisation à l'ensemble du dispositif pour être prêt pour le prochain événement. Le lien entre les codeurs des détecteurs et le sélecteur se fait par l'intermédiaire du **corrélateur**.

1.2.5 Grilles et codes d'identification.

La combinaison des différents modules de détection permet la réalisation des différentes grilles d'identifications basées sur la perte d'énergie ($\Delta E - E$) ou sur l'analyse en forme des signaux.

- $\Delta E_{\text{ChIo}} - E_{\text{CsI}}$ pour l'identification des fragments ($Z \geq 3$) dans les couronnes 10 à 17.
- $\Delta E_{\text{Si}} - E_{\text{CsI}}$ pour l'identification des fragments de haute énergie dans les couronnes 1 à 9.
- $\Delta E_{\text{ChIo}} - E_{\text{Si}}$ pour l'identification des fragments de basse énergie dans les couronnes 2 à 9.
- $\text{CsI}_{\text{rapide}} - \text{CsI}_{\text{lent}}$ pour l'identification isotopique des particules légères pour toutes les couronnes.

Pour les identifications par perte d'énergie, les couples se déclinent suivant les différents codages pour les Si et ChIo (grand ou petit gain) et les différentes composantes pour les CsI (lumière totale, composante rapide ou lente). À partir de ces grilles d'identification, un programme informatique de dépouillement *VEDA* relit toutes les données mises sur bande lors de l'expérience afin d'extraire pour chaque événement les informations suivantes : sa multiplicité totale et pour chaque particule de l'événement :

- sa position : couronne et module où la particule s'est arrêtée.
- son énergie : somme de toutes les énergies déposées dans les différents étages traversés.
- sa charge et sa masse.
- les codes d'identification indiquant la fiabilité de l'identification en charge et l'éventuelle résolution isotopique des particules légères.

Ces descriptions succinctes du détecteur INDRA et de son fonctionnement ainsi que le rappel des méthodes d'identification et d'étalonnage sont largement inspirés des thèses de [4, 11, 12] et des références qui y sont mentionnées.

Ces données dépouillées sont le point de départ des analyses présentées par la suite.

1.3 Présentation des trois systèmes étudiés.

Les trois réactions étudiées sont : faisceau de $^{129}_{54}\text{Xe}$ sur cible de ^{nat}Sn , faisceau de $^{155}_{64}\text{Gd}$ sur $^{238}_{92}\text{U}$ et faisceau de $^{197}_{79}\text{Au}$ sur $^{197}_{79}\text{Au}$. Les deux premiers systèmes proviennent de la première campagne réalisée au GANIL et le troisième de la quatrième campagne réalisé au GSI. L'étude du système Xe+Sn a été réalisée à cinq énergies de bombardement (25, 32, 39, 45 et 50 MeV/A) ainsi que celle de Au+Au (40, 60, 80, 100 et 150 MeV/A). Pour Gd+U, une seule énergie incidente de 36 MeV/A est disponible. Pour Xe+Sn et Gd+U on s'intéressera aux collisions centrales et aux événements de quasi-fusion ou source unique, pour Au+Au aux collisions périphériques et aux événements de quasi-projectile (QP). Le système Xe+Sn a déjà fait l'objet de nombreux travaux et publications. Il a été choisi comme système de référence pour les études de QP permettant d'établir différences et similitudes entre ces deux modes de production de noyaux chauds (chapitre 4). Le système Gd+U, beaucoup plus massif, a été inclus dans cette analyse pour étudier l'influence de la taille du système dans ces comparaisons.

On s'attend dans le cas des collisions centrales à avoir une évolution de l'énergie déposée dans le système avec l'énergie de bombardement (voir figure 1.9). On considèrera donc toutes les énergies incidentes. Pour les collisions périphériques, l'énergie de bombardement va en premier lieu déterminer la distance dans l'espace des vitesses entre quasi-cible (QC) et quasi-projectile (QP) et l'interaction entre les deux noyaux au moment de la collision. En revanche, la distribution d'énergie déposée dans un quasi-projectile étant très large pour des collisions périphériques et semi-périphériques, on s'attend juste à un élargissement de la distribution vers les hautes énergies quand l'énergie de bombardement augmente. On choisira donc celle qui optimise et les performances du détecteur et la configuration dynamique de départ pour l'étude des QP. Quelques caractéristiques dynamiques des systèmes étudiés sont portées dans les tableaux 1.2 et 1.4 avec leur évolution suivant l'énergie incidente⁴.

1.3.1 Le système $^{129}_{54}\text{Xe} + ^{nat}\text{Sn}$.

Nous allons rappeler ici les différentes sélections permettant, pour chaque énergie de bombardement, d'isoler un lot d'événements de sources uniques, compactes et équilibrées.

Critères de complétude.

La première sélection, commune à toutes les études thermodynamiques réalisées sur les données INDRA, concerne la multiplicité de déclenchement et la complétude des événements sélectionnés. En effet on demande à ce que la multiplicité totale de particules chargées bien identifiées (M_{tot}) soit supérieure ou égale à la multiplicité de déclenchement ($M_{\text{dec}} = 4$).

Malgré une très bonne couverture de l'angle solide, on ne détecte pas tous les événements et ceux détectés le sont avec une complétude donnée. Pour évaluer cette complétude obtenue avec INDRA, on porte sur la figure 1.5, la corrélation entre la pseudo-impulsion totale⁵ $P_{\text{tot}}/P_{\text{proj}}^{(\text{lab})}$ et

⁴Pour le système Xe+Sn, la cible étant de l'étain naturel, elle contient tous les isotopes stables de ce noyau, le choix de la masse atomique 119 correspond à une pondération de tous ces isotopes.

⁵Cette variable est obtenue en remplaçant les masses des fragments par leurs charges dans le calcul des

E_{inc}	$P_{proj}^{(lab)}$ (MeV/c)	$\beta_{CM}^{(th)}$ (c)	$\langle \beta_{CM}^{(exp)} \rangle$ (c)	E_{dis} (MeV/A)
$^{129}_{54}\text{Xe} + ^{119}_{50}\text{Sn}$				
25	28026	0,119	$0,124 \pm 1,14 \cdot 10^{-2}$	6,22
32	31766	0,135	$0,142 \pm 1,41 \cdot 10^{-2}$	7,95
39	35134	0,149	$0,156 \pm 1,58 \cdot 10^{-2}$	9,68
45	37799	0,160	$0,167 \pm 1,74 \cdot 10^{-2}$	11,16
50	39896	0,168	$0,176 \pm 1,92 \cdot 10^{-2}$	12,40
$^{155}_{64}\text{Gd} + ^{238}_{92}\text{U}$				
36	40527	0,109	$0,109 \pm 1,27 \cdot 10^{-2}$	8,56

TAB. 1.2 – Évolution de différentes grandeurs suivant l'énergie de bombardement (E_{inc}) pour les deux systèmes Xe+Sn et Gd+U. Pseudo-impulsion totale du projectile ($P_{proj}^{(lab)}$) dans le repère du laboratoire, vitesse théorique du centre de masse (CM) de la réaction ($\beta_{CM}^{(th)}$), valeur moyenne et écart-type de la distribution du CM recalculé événement par événement ($\langle \beta_{CM}^{(exp)} \rangle$), énergie cinétique disponible dans le CM de la réaction (E_{dis} , le bilan de masse de la fusion des deux noyaux n'est pas pris en compte).

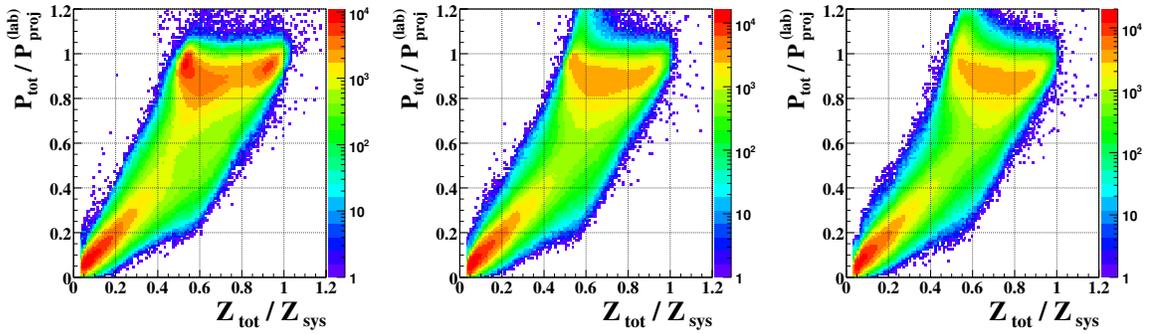


FIG. 1.5 – Corrélation entre la pseudo-impulsion totale détectée ($P_{tot}/P_{proj}^{(lab)}$) et la charge totale détectée (Z_{tot}/Z_{sys}) pour $E_{inc}=25, 39, 50$ MeV/A (de g. à d.); Les deux variables de normalisation sont Z_{sys} la taille totale du système ($Z_{sys}=54+50=104$) et ($P_{proj}^{(lab)}$) la pseudo-impulsion du projectile dans le laboratoire (tableau 1.2).

la charge totale Z_{tot}/Z_{sys} détectées (éq. 1.2) pour $E_{inc}=25, 39$ et 50 MeV/A. Les deux variables de normalisation sont Z_{sys} la taille totale du système ($Z_{sys}=54+50=104$) et ($P_{proj}^{(lab)}$) la pseudo-impulsion du projectile dans le laboratoire (tableau 1.2). Pour $E_{inc}=25$, on distingue clairement trois zones : une où les événements sont très mal détectés, et deux pour lesquelles on détecte la quasi-totalité de P_{tot} et qui peuplent les zones $Z_{tot}/Z_{sys} < 0,60$ et $Z_{tot}/Z_{sys} > 0,80$. Ces

impulsions; γ_i et β_i sont respectivement, pour chaque fragment i , le facteur de Lorentz et la vitesse normalisée à celle de la lumière et $A_{nuc} = 931,5$ MeV/c² est l'unité de masse nucléaire.

deux dernières catégories d'événements correspondent respectivement à la détection de collisions périphériques et de collisions plus dissipatives. Dans le cas d'une collision périphérique, seul le quasi-projectile est détecté correctement, l'interaction projectile-cible n'étant pas suffisante pour que le noyau cible franchisse les seuils de détection. L'impulsion est totalement emportée par le QP. Si le paramètre d'impact diminue, l'interaction projectile-cible permet un partage de l'impulsion entre les deux noyaux garantissant une bonne détection en P_{tot} et Z_{tot} d'événements binaires. Pour les collisions les plus centrales, les deux noyaux fusionnent redistribuant l'impulsion et la charge dans tout l'angle solide. Lorsqu'on augmente E_{inc} la distinction entre ces deux lots d'événements bien détectés en pseudo-impulsion diminue. Pour l'étude des collisions centrales, on impose comme critère de complétude $Z_{\text{tot}}/Z_{\text{sys}} \geq 0,80$ afin d'écarter directement les collisions les plus périphériques.

$$Z_{\text{tot}} = \sum_{i=1}^{M_{\text{tot}}} Z_i \quad P_{\text{tot}} = \left| \sum_{i=1}^{M_{\text{tot}}} \gamma_i A_{\text{nuc}} Z_i \vec{\beta}_i \right| \quad (1.2)$$

$$T^{ij} = \sum_{i=1}^{M_{\text{frag}}} \left(\sum_{u,v=1,3} \frac{P_i^{(u)} P_i^{(v)}}{(1 + \gamma_i) m_i} \right) \quad (1.3)$$

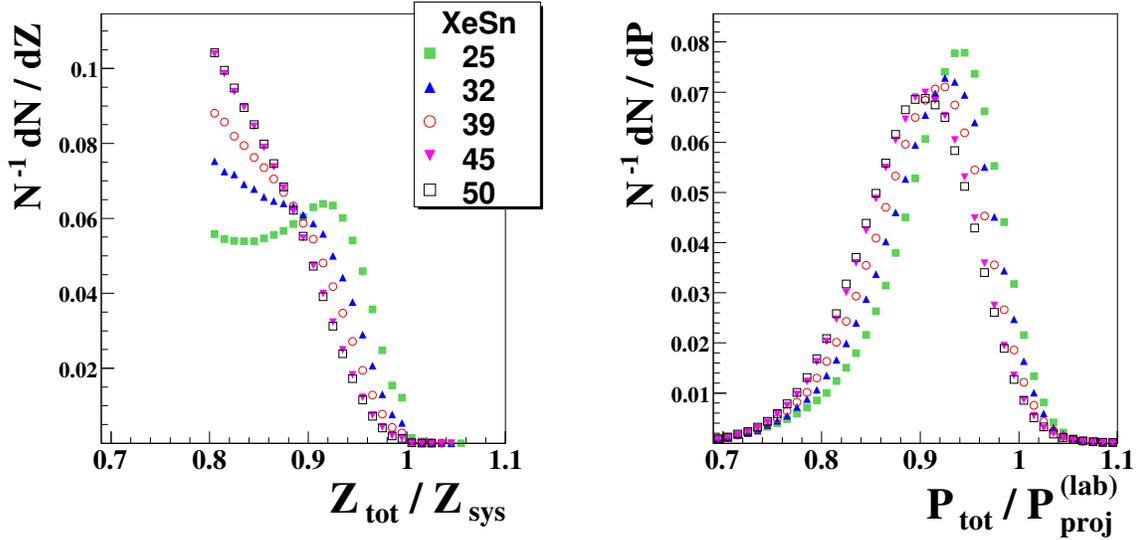


FIG. 1.6 – Distributions de $Z_{\text{tot}}/Z_{\text{sys}}$ (gauche) et $P_{\text{tot}}/P_{\text{proj}}^{(\text{lab})}$ (droite) après le critère en complétude; les distributions sont normalisées aux nombres d'événements.

Les distributions des deux variables après application du critère de complétude sont portées sur la figure 1.6. Ce critère contraint aussi la pseudo-impulsion avec une moyenne autour de 0,9. On retrouve le comportement spécifique du $Z_{\text{tot}}/Z_{\text{sys}}$ à 25 MeV/A. Il présente un minimum

autour de 0,85 qui se réduit à un épaulement pour 32 MeV/A. Au-dessus, les distributions sont quasi équivalentes. On voit donc une évolution suivant l'énergie incidente avec une meilleure détection des événements à $E_{\text{inc}}=25$ MeV/A.

Sélection en angle de flot.

La sélection en complétude n'est pas suffisante pour isoler des événements sans mémoire dynamique de la voie d'entrée. On appelle mémoire de la voie d'entrée, la tendance des événements à garder une orientation le long de l'axe du faisceau. Les événements de source unique résultent d'une fusion entre cible et projectile et correspondent à des événements qui ont perdu cette mémoire. Les fragments produits lors de cette réaction n'ont plus de raison d'avoir une direction privilégiée : l'orientation moyenne de l'événement dans l'espace des vitesses est quelconque. Cette caractéristique a amené de nombreuses études pour trouver une méthode de sélection de ces événements. Elles reposent sur des variables globales reflétant les configurations dynamiques des événements. Il a été montré que le tenseur en énergie cinétique était le plus à même de sélectionner des sources compactes [13]. Ce tenseur T^{ij} à trois dimensions, défini dans le centre de masse théorique de la réaction, est construit à l'aide des vecteurs impulsions (\vec{P}_k) des k fragments ($Z \geq 5$) pondérés par un facteur $((1 + \gamma_k)m_k)^{-1}$ lui donnant une dimension d'énergie (égalité 1.3). La diagonalisation de ce tenseur, nous redéfinit l'espace des vitesses de chaque événement : c'est le repère de l'ellipsoïde. Il est défini par les trois vecteurs propres issus de la diagonalisation. L'axe principal de l'ellipsoïde est le vecteur propre associé à la plus grande valeur propre. Cet axe reflète la direction moyenne d'émission de tous les fragments après la collision. Dans un ensemble d'événements ayant perdu la mémoire de la voie d'entrée, on s'attend donc à ce que cette direction moyenne soit distribuée aléatoirement. Si on introduit l'angle de flot ($\theta_{\text{CM}}^{(\text{flot})}$), angle que fait cet axe principal avec l'axe du faisceau on devrait obtenir une distribution plate de son cosinus. Sur le premier graphique de la figure 1.7, on a porté ces distributions pour les événements complets sélectionnés précédemment. Pour un cosinus égal à 1 (respectivement 0), on a des événements alignés le long du faisceau (respectivement orientés perpendiculairement à l'axe du faisceau). Nous voyons que, pour toutes les énergies incidentes, la distribution n'est pas du tout isotrope et possède une accumulation statistique à 1. Cependant pour les petites valeurs du cosinus, on observe un aplatissement qui laisse à penser que cette distribution pourrait se décomposer en une distribution isotrope d'événements de source unique à laquelle vient s'ajouter une contribution d'événements binaires alignés le long du faisceau. Dans [4, 12, 14], il est proposé de ne garder que les événements avec $\theta_{\text{CM}}^{(\text{flot})} \geq 60$ correspondant à un $\cos\theta_{\text{CM}}^{(\text{flot})} \leq 0,5$ dans lesquels la proportion d'événements dynamiques est négligeable. Cette sélection écarte bien sûr les bons événements qui ont une orientation similaire aux événements binaires. Pour un lot d'événements de sources isotropes et sphériques, cette perte correspondrait à la moitié du nombre total. Nous reprenons donc cette sélection, déterminée à partir des études sur les systèmes Gd+U [15] et Xe+Sn [4, 14]. Les distributions de $Z_{\text{tot}}/Z_{\text{sys}}$ issues de cette coupure en $\theta_{\text{CM}}^{(\text{flot})}$ sont portées sur la partie droite de la figure 1.7. Le comportement spécifique à 25 MeV/A est atténué mais se détache toujours des quatre autres énergies. Ce comportement à part de 25 MeV/A a déjà été observé antérieurement et semble provenir d'un mélange de processus de réaction dans le lot d'événements qui "résiste" en partie à la sélection. On peut d'ailleurs

voir, sur le tableau 1.3, que le pourcentage d'événements restants après toutes les sélections est trois fois plus important que pour les autres énergies si l'on compare les proportions par rapport aux événements complets et va jusqu'à un facteur 5 si on compare aux événements $M_{\text{tot}} \geq M_{\text{dec}}$.

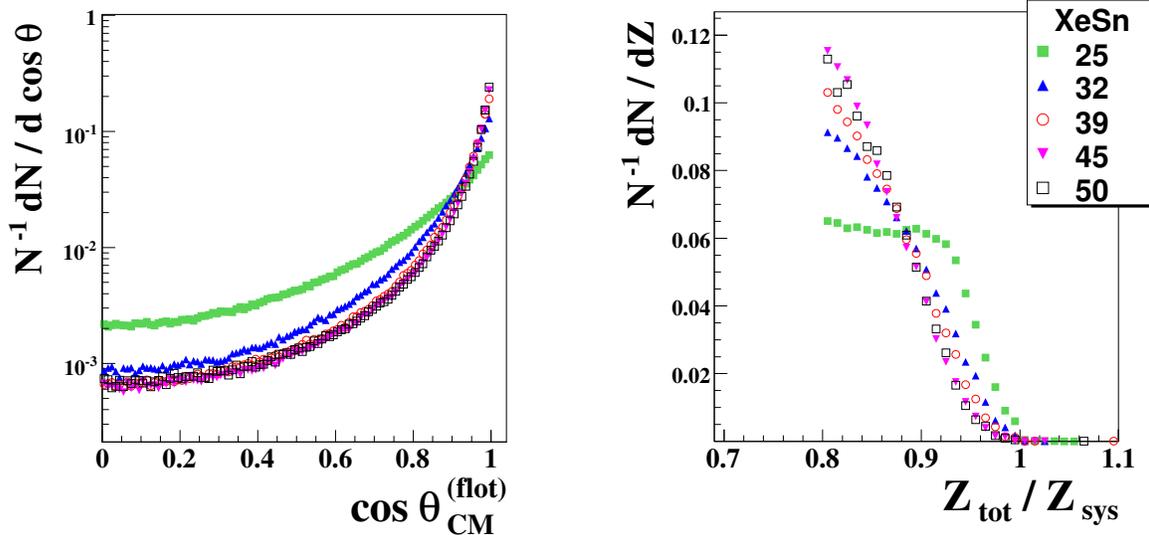


FIG. 1.7 – À g. : distributions du cosinus de l'angle de flot ($\theta_{CM}^{(flot)}$) des événements complets ($Z_{\text{tot}}/Z_{\text{sys}} > 0,80$); à d. : distributions de la charge totale détectée normalisée à celle du système ($Z_{\text{tot}}/Z_{\text{sys}}$) après la sélection en angle de flot ($\theta_{CM}^{(flot)} > 60$); les distributions sont normalisées aux nombres d'événements.

Sélection angulaire des particules.

Une des caractéristiques des sources équilibrées est l'émission isotrope des particules lors de la désexcitation secondaire. Cependant, il a été observé que les particules (ne rentrant pas en compte dans la construction du tenseur T^{ij}), sont en sur-nombre à l'avant et à l'arrière des sources et focalisées autour de l'axe du faisceau [15]. Sur la figure 1.8, la distribution angulaire des particules et l'évolution de leur énergie moyenne en fonction du domaine angulaire illustrent ce phénomène. Celui-ci est expliqué par une émission de pré-équilibre : certaines particules lors de la collision "passent au travers". Elles subissent une ou deux collisions nucléon-nucléon et sortent de la zone de recouvrement. Leur vitesse initiale étant peu affectée, elles sont principalement le long de l'axe du faisceau et ont perdu peu d'énergie. On retrouve donc une distribution isotrope (visible sur l'intervalle $]-0,5;0,5[$) avec une énergie moyenne constante, signant un processus de désexcitation équilibrée, à laquelle s'ajoute une direction d'émission privilégiée associée à des énergies plus importantes. Dans la suite ce sont uniquement les particules émises dans ce domaine angulaire qui seront prises en compte pour étudier les propriétés thermodynamiques des sources. Cet intervalle étant la moitié de l'angle solide total d'émission d'une source, pour estimer la multiplicité effective de particules de désexcitation, on doublera leur contribution.

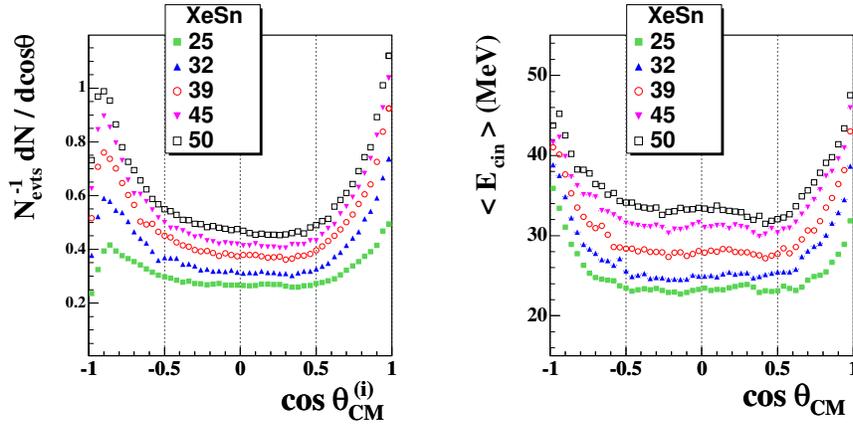


FIG. 1.8 – À g. : Distributions angulaires des particules ($Z \leq 4$) dans le centre de masse de la réaction, les distributions sont renormalisées aux nombres d'événements; à d. : évolution de l'énergie cinétique moyenne des particules dans le centre de masse en fonction du domaine angulaire.

Xe+Sn					
E_{inc}	Runs	N_{evts}	$M_{\text{tot}} \geq M_{\text{dec}}$	Complets	$\theta_{\text{CM}}^{(\text{flot})} \geq 60^\circ$
25	31	10444906	5277793 (50,5)	748086 (14,2)	102238 (1,94)
32	25	6423453	3911364 (60,1)	445594 (11,4)	25335 (0,65)
39	33	7675691	5256153 (68,5)	556858 (10,6)	23746 (0,45)
45	38	8768984	6060069 (69,1)	561751 (9,3)	22173 (0,37)
50	37	7588819	5786685 (76,2)	569448 (9,8)	24213 (0,42)
Gd+U					
36	31	5562895	1495293 (26,8)	15761 (1,1)	1293 (0,09)

TAB. 1.3 – Coûts statistiques pour le système Xe+Sn (première partie) et Gd+U (dernière ligne) des différentes sélections. Pour chaque énergie incidente, sont portés le nombre de runs, le nombre d'événements écrits sur bandes (N_{evts}), celui vérifiant le nombre minimum de chargés ($M_{\text{tot}} \geq M_{\text{dec}}$), celui vérifiant la complétude ($Z_{\text{tot}}/Z_{\text{sys}} \geq 0,80$) et celui possédant un angle de flot supérieur à 60° . Les nombres entre parenthèses indiquent les pourcentages par rapport aux événements sur bandes pour la colonne $M_{\text{tot}} \geq M_{\text{dec}}$ et par rapport à cette dernière pour les colonnes suivantes. (Par exemple, pour XeSn@25, les événements complets correspondent à 14,2% des événements ayant une multiplicité totale de particules chargées supérieure ou égale à celle de déclenchement, et les sources sélectionnées en angle de flot 1,94%.)

Énergie d'excitation et taille des sources.

Ces différentes contraintes ($Z_{\text{tot}}/Z_{\text{sys}} \geq 0,80$ et $\theta_{\text{CM}}^{(\text{flot})} \geq 60$) appliquées au système Xe+Sn permettent ainsi d'obtenir des lots d'événements homogènes de sources uniques bien caractérisées.

Sur la figure 1.9, sont tracées les distributions en énergie d'excitation⁶ (E^*) correspondant aux lots de sources reconstruites des cinq énergies incidentes. Elles couvrent un large domaine en énergie [4;12 MeV/A], avec une valeur moyenne qui caractérise complètement l'énergie de bombardement. Cette linéarité montre la pertinence des sélections appliquées pour les cinq E_{inc} . Ainsi même si la complétude qui a pour effet de saturer la valeur moyenne de Z_{source} autour de 75, peut sembler drastique (voir tableau 1.3), elle est nécessaire et surtout appropriée à un détecteur 4π pour conserver une cohérence entre les échantillons d'événements. D'autre part la forme gaussienne des distributions en E^* confirme l'efficacité de la sélection en angle de flot pour isoler un lot de sources équilibrées. L'interprétation des écarts-types de ces distributions, qui augmentent avec l'énergie incidente, est loin d'être triviale. Fluctuations liées à la méthode d'évaluation de E^* et fluctuations dans le processus de dépôt et d'équilibration de l'énergie de la collision contribuent entre autres à ces largeurs⁷.

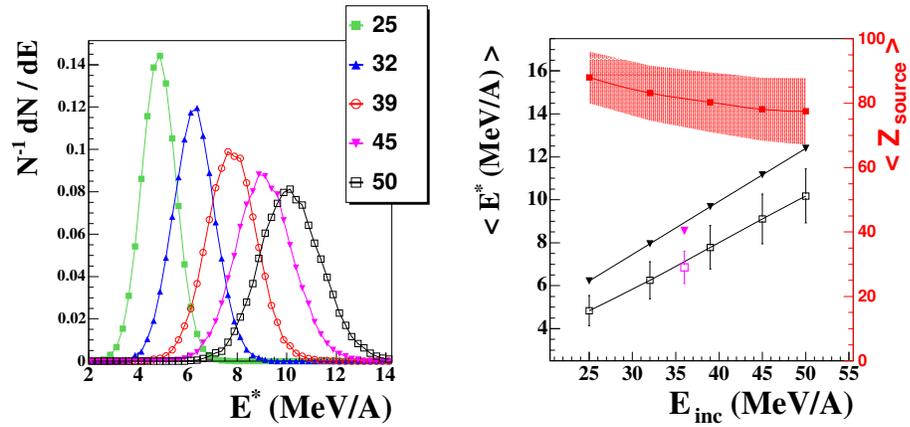


FIG. 1.9 – À g. : Distribution en énergie d'excitation (E^*) des cinq énergies incidentes de Xe+Sn. à d. : évolution, en fonction de l'énergie incidente, de l'énergie disponible (E_{dis} , valeurs portées dans le tableau 1.2, triangles noirs) et des valeurs moyennes de l'énergie d'excitation (carrés ouverts noirs) et de la taille de la source reconstruite (Z_{source} , carrés pleins rouges). L'échelle correspondant aux énergies (E_{dis} et E^*) est celle de gauche et celle de droite est relative à Z_{source} . Les barres d'erreurs indiquent les écarts-types des distributions. Les deux points mauves correspondent au système Gd+U, sa valeur moyenne de Z_{source} (non portée sur cette figure) est de 123.

⁶Cet algorithme est détaillé dans la seconde partie du chapitre 2. L'unique différence entre les systèmes Xe+Sn et Gd+U et le système Au+Au est le choix de la formule de masse permettant l'extrapolation des masses des fragments (A) à partir de leur charge (Z). Pour Xe+Sn et Gd+U, nous avons choisi la formule EAL et pour Au+Au, la formule Charity (voir annexe C).

⁷Dans une approche canonique, l'énergie d'excitation est connue en moyenne et sa distribution gaussienne est déduite du théorème de la limite centrale. L'écart-type de la distribution peut-être relié à cette valeur moyenne avec une modélisation par un gaz de Fermi. Dans le cas expérimental, à cette valeur s'ajoute les fluctuations de la reconstruction, de la calorimétrie, de la détection et du processus collisionnel.

1.3.2 Le système $^{155}_{64}\text{Gd}+^{238}_{92}\text{U}$.

Pour ce système [16], on applique exactement les mêmes sélections que précédemment : complétude, angle de flot et domaine angulaire des particules. La seule différence concerne la multiplicité de déclenchement qui pour ce système était fixée à 8. Cette différence sur M_{dec} peut expliquer la proportion d'événements sources uniques ($\theta_{\text{CM}}^{(\text{flot})} \geq 60^\circ$) qui est beaucoup plus faible que pour Xe+Sn. L'énergie disponible et la valeur moyenne de l'énergie d'excitation sont portées sur la figure 1.9, elles sont en bon accord avec la systématique des Xe+Sn ; Gd+U@36 se situe entre Xe+Sn@32 et Xe+Sn@39 au niveau des énergies avec par contre une vitesse de centre de masse inférieure à celui de Xe+Sn@25 (voir tableau 1.2).

La comparaison entre des sources obtenues en collisions centrales et périphériques est primordiale pour pouvoir appréhender ces deux mécanismes de production et remonter aux trajectoires associées dans le diagramme des phases. La large gamme en énergie d'excitation des Xe+Sn nécessitait pour les collisions périphériques une énergie de bombardement suffisante pour espérer aller au minimum jusqu'à $E^*=10$ MeV/A. De plus la taille des sources uniques étant proche de celle du noyau d'or, le choix s'est porté sur le système Au+Au.

1.3.3 Le système $^{197}_{79}\text{Au}+^{197}_{79}\text{Au}$.

$^{197}_{79}\text{Au}+^{197}_{79}\text{Au}$				
E_{inc}	$P_{\text{proj}}^{(\text{lab})}$ (MeV/c)	$\beta_{\text{proj}}^{(\text{CM})}$ (c)	θ_{eff}	E_{dis} (MeV/A)
40	54352	0,145	$4,50^\circ$	9,95
60	66916	0,177	$2,93^\circ$	14,88
80	77669	0,203	$2,18^\circ$	19,79
100	87282	0,226	$1,73^\circ$	24,67
150	108251	0,273	$1,15^\circ$	36,77

TAB. 1.4 – Évolution de différentes grandeurs du système Au+Au suivant l'énergie de bombardement (E_{inc}) : pseudo-impulsion totale du projectile ($P_{\text{proj}}^{(\text{lab})}$) dans le repère du laboratoire, vitesse du projectile dans le CM ($\beta_{\text{proj}}^{(\text{CM})}$), angle d'effleurement du projectile (θ_{eff}) et énergie cinétique disponible dans le CM de la réaction (E_{dis}).

Choix de l'énergie incidente.

Pour choisir quelle énergie de bombardement conviendrait le mieux pour sélectionner un lot conséquent de quasi-projectiles, nous avons pris en compte deux aspects : les limites propres au détecteur et la distance du projectile au centre de masse de la réaction dans l'espace des vitesses.

Concernant le détecteur, trois critères doivent être pris en compte :

- les seuils hauts des détecteurs (pouvoir d'arrêt maximum).
- le trou à l'avant laissant sortir le faisceau (angle d'effleurement).
- la multiplicité totale des événements (double comptage).

Plus on va monter en énergie de bombardement et plus ces trois critères vont se révéler discriminatoires. Dans une collision noyau-noyau, on appelle angle d'effleurement θ_{eff} , l'angle minimum, par rapport à l'axe de collision, en dessous duquel la section efficace chute. Tant que celui-ci est supérieur à l'angle minimum de la couronne 1 (2°), on est pratiquement sûr de ne pas avoir de perte due au trou à l'avant du détecteur⁸. Sur le tableau 1.2, on voit l'évolution de θ_{eff} qui à partir de 100 MeV/A, devient inférieur à 2° , on va donc commencer à perdre les QP issus des collisions les plus périphériques, le phénomène s'amplifiant à 150 MeV/A. Cet effet est visible sur les corrélations entre $P_{\text{tot}}/P_{\text{proj}}^{(\text{lab})}$ et $Z_{\text{tot}}/Z_{\text{sys}}$ (fig. 1.10) qui ont été tracées précédemment pour Xe+Sn. En effet on voit diminuer, entre 40, 80 et 150 MeV/A, la statistique correspondant aux collisions périphériques. De plus à 150 MeV/A, le détecteur n'est même plus capable d'assurer une complétude de 80% sur tout le système. Ce dernier effet semble résulter de la trop grande multiplicité produite en collisions centrales par rapport au nombre de modules de détection [17]. De plus les couronnes avant sont conçues pour détecter les particules les plus

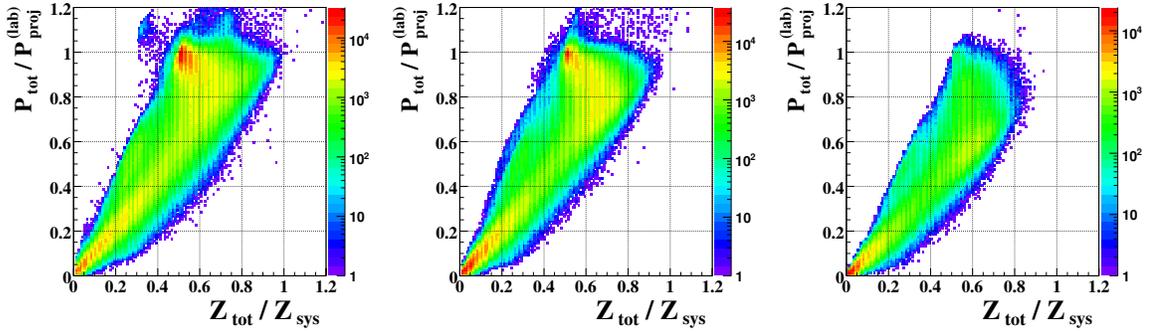


FIG. 1.10 – Corrélation entre la pseudo-impulsion totale détectée ($P_{\text{tot}}/P_{\text{proj}}^{(\text{lab})}$) et la charge totale détectée ($Z_{\text{tot}}/Z_{\text{sys}}$) pour $E_{\text{inc}}=40, 80, 150$ MeV/A (de g. à d.); Les deux variables de normalisation sont Z_{sys} la taille totale du système ($Z_{\text{sys}}=79+79=158$) et ($P_{\text{proj}}^{(\text{lab})}$) la pseudo-impulsion du projectile dans le laboratoire (tableau 1.4).

rapides. Même si leurs iodures de césium (CsI) constituent un dernier étage à grand pouvoir d'arrêt (13,8 cm), ceux-ci n'ont plus une longueur suffisante. Sur la figure 1.11 ont été tracés les spectres en énergie des isotopes d'hydrogène (proton, deuton et triton) et des particules alpha. Une première remarque est l'augmentation de la production de particules avec l'énergie incidente. Les effets de seuils maximum se traduisent par une coupure franche à haute énergie des spectres. Si à 40 MeV/A le pouvoir d'arrêt est suffisant, une accumulation statistique apparaît progressivement à 240, 315 et 370 MeV pour les protons, deutons et tritons. C'est sur les tritons que l'effet de l'énergie incidente est le plus visible, avec un brusque changement dans la forme du spectre entre 60 et 80 MeV/A. Les alpha quant à eux ne sont pas assez énergétiques pour observer cette saturation. On distingue d'ailleurs joliment la forme en double bosse des spectres,

⁸Un effet de second ordre est la désexcitation après la collision qui peut amener une déviation des noyaux, pouvant alors passer dans le trou. L'effet inverse est aussi possible.

caractéristique de la double dynamique (avant-arrière) d'émission des particules du QP, avec un minimum correspondant à l'énergie du faisceau (dans le cas des alpha $E=4 E_{\text{inc}}$ MeV).

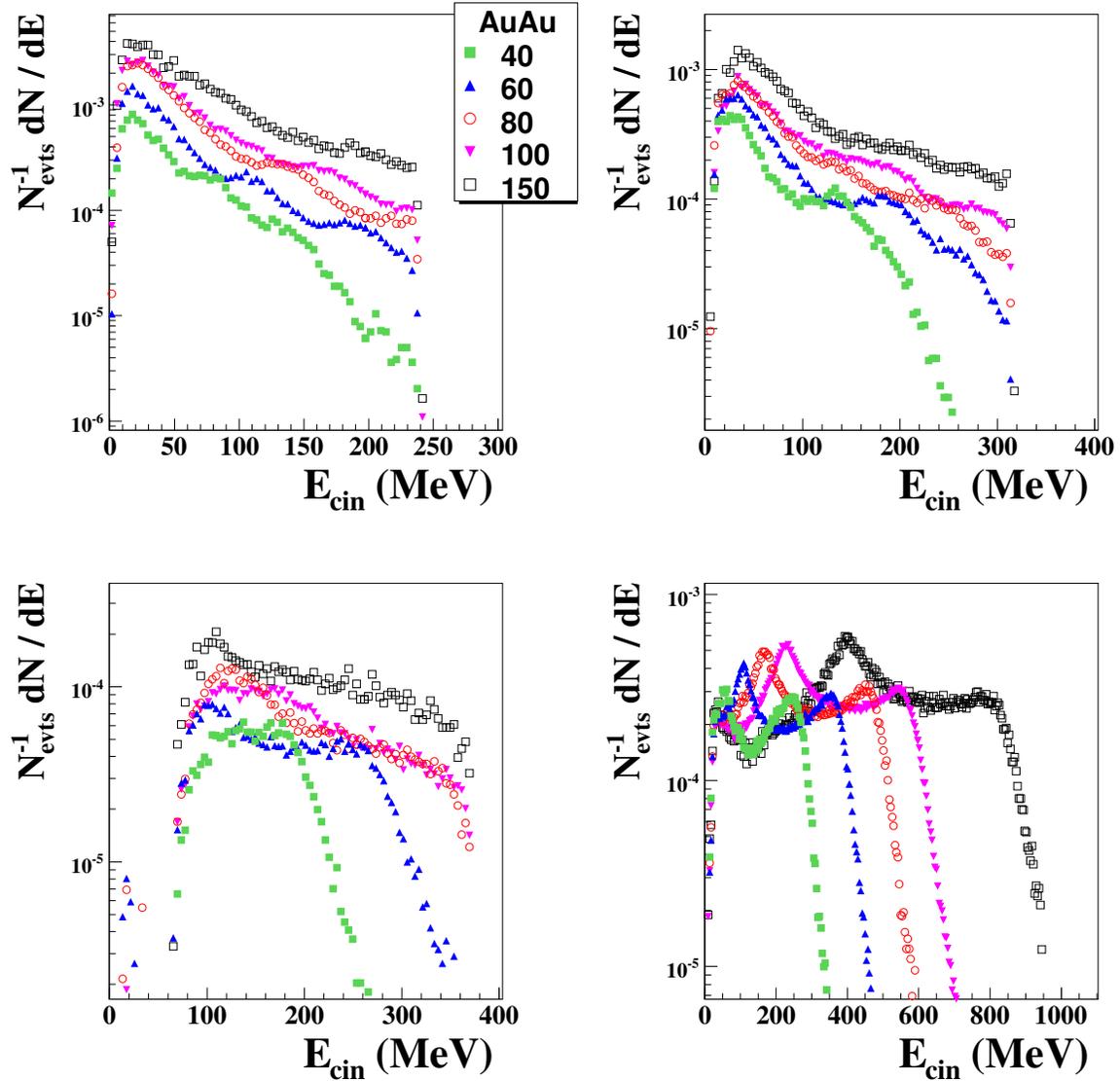


FIG. 1.11 – Spectres en énergie des protons, deutons, tritons et alpha de la couronne 1 (de g. à d. et de h. en b.). Les spectres sont normalisés aux nombres d'événements. À noter que le seuil (60-70 MeV) beaucoup plus haut des tritons n'est observé que sur cette couronne et est dû à un problème d'identification entraînant, à basse énergie, une discrimination plus difficile de cet isotope par rapport aux protons et aux deutons.

Quand l'énergie de bombardement augmente, les QP vont être produits avec une vitesse de plus en plus grande par rapport à celle du CM rendant de plus en plus aisée la sélection

d'événements QP sans contribution de la quasi-cible (QC) ou de la zone de mi-rapacité (MR) (chapitre suivant). Sur le tableau 1.4, on peut voir l'évolution de la vitesse du projectile dans le centre de masse théorique de la réaction ($\beta_{\text{proj}}^{\text{CM}}$)⁹. Plus celle-ci va être importante plus les sphères d'influence respectives à la quasi-cible et au quasi-projectile vont s'éloigner. Une autre évolution, dont on a tenu compte, est celle de l'énergie disponible (E_{dis}). En effet cette dernière nous donne une estimation de la limite supérieure en énergie d'excitation que peut avoir un QP : $E_{\text{max}}^* \sim E_{\text{dis}}/2$ pour un système symétrique. De toutes ces observations il ressort finalement un compromis qui nous donne l'énergie du milieu : $E_{\text{inc}}=80$ MeV/A avec une perte raisonnable des particules de haute énergie émises à l'avant, un angle d'effleurement au-dessus du trou du faisceau et une bonne proportion d'événements complets. On verra dans le chapitre suivant que le choix de cette énergie nous a permis de sélectionner des QP bien caractérisés dynamiquement.

Critères en complétude.

Au+Au				
E_{inc}	Runs	Nevts	$M_{\text{tot}} \geq M_{\text{dec}}$	Complets
80	26	5428796	4191229 (77,2)	1476819 (35,2)

TAB. 1.5 – *Coûts statistiques pour le système Au+Au à 80 MeV/A des différentes sélections. Sont portés le nombre de runs, le nombre d'événements écrits sur bandes (Nevts), celui vérifiant le nombre minimum de chargés ($M_{\text{tot}} \geq M_{\text{dec}}$) et celui vérifiant la condition en complétude ($Z_{\text{tot}}^{(\text{avant})} \in [0, 80; 1, 10]$ et $P_{\text{tot}}^{(\text{avant})}/P_{\text{proj}}^{(\text{lab})} \in [0, 60; 1, 10]$). Les nombres entre parenthèses indiquent le pourcentage d'événements sélectionnés par rapport au nombre de la colonne précédente.*

L'énergie incidente choisie, il nous reste à appliquer les mêmes sélections préliminaires que l'on a mentionnées pour Xe+Sn. Une multiplicité totale de particules chargées supérieure ou égale à la multiplicité de déclenchement qui pour ce système était égale à 3. Ensuite les conditions en complétude qui ne portent plus cette fois sur le système total mais seulement sur le projectile. On se place dans le centre de masse de la réaction, on s'oriente suivant l'axe principal de l'ellipsoïde déterminé avec tous les fragments¹⁰. Ensuite on sélectionne la partie avant de l'ellipsoïde (rapidité strictement positive) comme associée aux QP. On construit ainsi la charge $Z_{\text{tot}}^{(\text{avant})}/Z_{\text{proj}}$ et la pseudo-impulsion $P_{\text{tot}}^{(\text{avant})}/P_{\text{proj}}^{(\text{lab})}$ totales détectées à l'avant de l'ellipsoïde.

La distribution de $Z_{\text{tot}}^{(\text{avant})}$ est portée sur la figure 1.12. On a conservé toutes les énergies incidentes pour montrer le brusque basculement dû à l'angle d'effleurement. Les conditions en complétude sont $Z_{\text{tot}}^{(\text{avant})}/Z_{\text{proj}} \in [0, 80; 1, 10]$ et pour écarter les queues de distribution correspondant à des événements mal identifiés on demande aussi $P_{\text{tot}}^{(\text{avant})}/P_{\text{proj}}^{(\text{lab})} \in [0, 60; 1, 10]$. Dans les

⁹Étant dans un système symétrique, ces valeurs correspondent aussi à la vitesse théorique du centre de masse de la réaction

¹⁰La détermination de cet ellipsoïde nécessite au moins un fragment, les événements n'étant constitués que de particules ($Z \leq 4$) sont rejetés. Pour les multiplicités de fragments (M_{frag}) égales à 1, l'axe de l'ellipsoïde est celui de ce seul fragment. Ce traitement a été aussi appliqué aux Xe+Sn et à Gd+U.

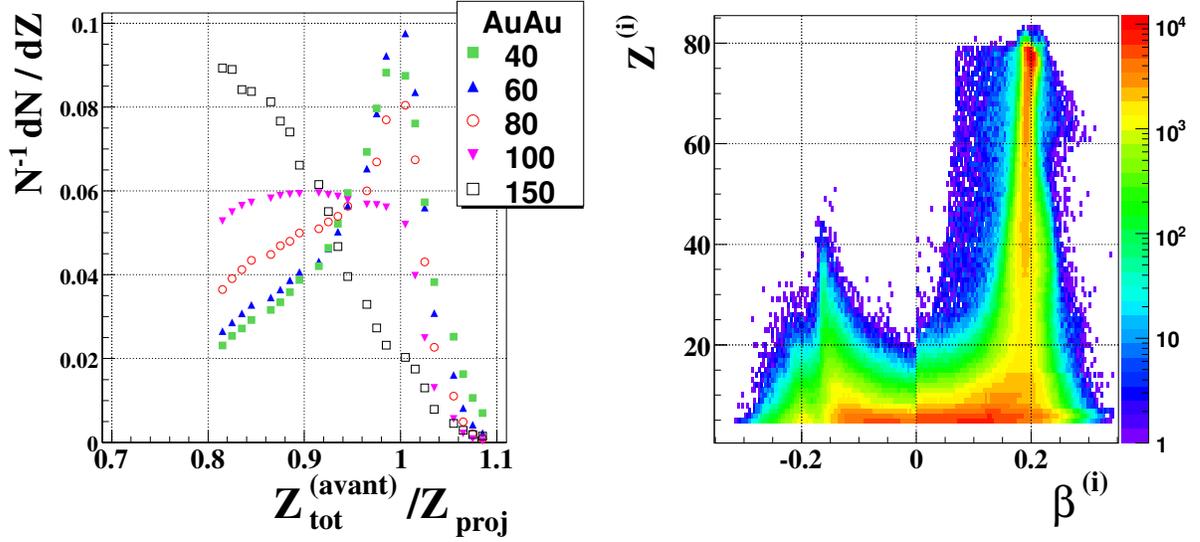


FIG. 1.12 – À g. Distributions de la charge totale détectée à l'avant de l'ellipsoïde divisée par la charge du projectile ($Z_{tot}^{(avant)}/Z_{proj}$) pour les événements complets; Les distributions sont normalisées aux nombres d'événements; à d. : pour $E_{inc}=80$ MeV/A, événements complets dans le repère de l'ellipsoïde, charge des fragments ($Z \geq 5$) en fonction de la composante parallèle de la vitesse.

deux cas les bornes supérieures permettent de rejeter d'éventuels empilements dans un même module de détection. Un effet du critère de complétude, appliqué juste à la partie avant des événements, est l'apparition d'une discontinuité à l'endroit où a été effectuée la discrimination. Celle-ci signe la différence de qualité de détection avant-arrière du détecteur. Ainsi, sur le diagramme de droite, où pour chaque fragment on porte la charge en fonction de la composante parallèle de la vitesse, on voit que l'on privilégie des événements avec plus de charge à l'avant du CM.

Si pour les systèmes Xe+Sn et Gd+U, tout le travail de sélection résulte d'analyses antérieures, une sélection dynamique des quasi-projectiles a été nécessaire. Les motivations et la description de cette sélection constituent la première partie du chapitre suivant.

Chapitre 2

Étude et sélection des Quasi-Projectiles d'or obtenus dans les collisions Au+Au@80MeV/A.

Un des buts des collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires est d'étudier les propriétés statistiques liées à la thermodynamique des noyaux chauds. Pour cela on doit sélectionner des lots d'événements homogènes qui remplissent certaines conditions. Ces conditions peuvent être d'ordre statistique (énergie d'excitation, température), statique (charge, multiplicité) ou dynamique (émissions privilégiées, énergie collective). Toutes ces grandeurs reflètent différentes propriétés des sources formées lors des réactions. Pour avoir accès à ces propriétés, il faut avoir pu identifier et sélectionner les produits de réaction de ces sources, afin d'effectuer leur reconstruction et en déduire leurs caractéristiques. C'est à partir de ces caractéristiques que l'on peut ensuite échantillonner les ensembles statistiques obtenus. La première étape est de déterminer le repère de la source émettrice. En collisions centrales, les deux noyaux participent entièrement à la collision pour former des événements que l'on dit de "quasi-fusion" ou "source unique". Une collision noyau-noyau fait intervenir un ensemble de collisions nucléon-nucléon introduisant des fluctuations autour d'une valeur moyenne qui est le centre de masse de la réaction. Une détection parfaite nous permettrait d'accéder à ces fluctuations. Expérimentalement, les défauts de détection engendrent des incertitudes qui s'ajoutent à ces fluctuations physiques. La discrimination entre les deux étant impossible, le centre de masse théorique comme centre de masse commun à tous les événements est un choix raisonnable¹. Dans le tableau 1.2, on a porté la valeur théorique $\beta_{\text{CM}}^{\text{th}}$ et la valeur moyenne $\beta_{\text{CM}}^{\text{exp}}$ de la distribution² du centre de masse de la réaction recalculé événement par événement avec les fragments. Les deux valeurs sont très proches avec cependant, pour toutes les énergies incidentes de Xe+Sn, une sur-évaluation de $\beta_{\text{CM}}^{\text{exp}}$. Pour Gd+U, les valeurs sont identiques.

En collisions périphériques et semi-périphériques, la tâche est beaucoup plus ardue, puisque les deux noyaux (cible et projectile) n'interagissent que partiellement (paramètre d'impact, dis-

¹Pour un système asymétrique le centre de masse de la réaction et le centre de masse nucléon-nucléon ne sont plus les mêmes. Ceci complexifie encore plus une détermination événement par événement

²L'écart-type de la distribution s'élargit avec l'énergie incidente variant de $1,1 \cdot 10^{-2}$ à $1,9 \cdot 10^{-2}$ c.

sipation). En voie de sortie, on a donc au moins deux sources possibles (quasi-projectile et quasi-cible) et éventuellement une troisième qui serait le reliquat de la zone de recouvrement entre les deux noyaux (source à mi-rapacité). Si on s'intéresse à l'étude du quasi-projectile, il va donc falloir déterminer sa position dans l'espace des vitesses événement par événement. Le seul moyen de déterminer cette position est de sélectionner les produits issus de la désexcitation de ce quasi-projectile et d'en calculer le centre de masse associé. Cette procédure que l'on nomme reconstruction du quasi-projectile doit-être faite avec beaucoup de rigueur pour minimiser le plus possible l'erreur sur la position du quasi-projectile qui va conditionner ensuite la pertinence des informations de la source.

2.1 Description schématique d'une collision.

2.1.1 Paramètre d'impact et dissipation.

Schématiquement, on s'attend à ce que les fragments de désexcitation soient localisés autour de la vitesse théorique du projectile (β_{proj}). Cette localisation se traduit par un cercle coulombien pour l'évaporation de fragments légers avec en plus une distribution en vitesse relative très piquée (systématique de Viola) pour deux fragments de fission. Dans le cas de la multifragmentation du QP, on s'attend à une plus grande dispersion des fragments mais toujours centrée autour de la vitesse du projectile. À cette évolution, propre aux mécanismes de réaction, s'ajoute l'effet direct de la dissipation de la collision. Pour des collisions très périphériques, les deux noyaux n'interagissent quasiment pas, et la vitesse du projectile est donc peu perturbée. Lorsque le paramètre d'impact diminue, les deux noyaux s'inter-pénètrent de plus en plus. Le projectile est "freiné" lors de ce recouvrement, et le quasi-projectile ressort donc à une vitesse plus petite. On a ainsi deux phénomènes couplés et liés à la dissipation de la collision, qui déterminent le peuplement de l'espace des vitesses par les fragments provenant de la désexcitation du QP :

- La dispersion de la distribution des fragments autour de la vitesse du QP qui augmente.
- La vitesse du QP qui elle-même diminue.

Cette description peut être appliquée par symétrie à la quasi-cible. En supposant donc qu'il n'y ait que des fragments produits par désexcitation des deux sources, on serait tout de même limité par le fait qu'au-dessus d'une certaine dissipation (i.e. en dessous d'un certain paramètre d'impact), la distinction entre fragments provenant du quasi-projectile et de la quasi-cible devient impossible. La reconstruction des quasi-projectiles a donc cette première limite en dissipation. On va obligatoirement favoriser certaines configurations dynamiques des fragments amenant à une troncature inévitable de l'ensemble des QP produits lors de ces collisions.

2.1.2 Production à mi-rapacité.

Le paramètre d'impact diminuant, la zone de recouvrement entre les deux noyaux augmente ainsi que la dissipation. Cette zone de recouvrement se situe dans l'espace des vitesses autour du centre de masse (CM) de la réaction, c'est pourquoi, on l'appelle zone ou région de mi-rapacité (MR). Lors de la collision, c'est cette région qui est le siège des contraintes les plus importantes.

A partir de là, deux descriptions d'une collision semi-périphérique sont proposées [18] :

- une description en terme de friction : les deux noyaux, en s'éloignant, étirent la zone de recouvrement jusqu'à ce qu'elle cède : on parle alors de formation puis de cassure de col. Le quasi-projectile peut ainsi emmener "à sa suite", un ou plusieurs fragments.
- une description en terme d'abrasion ou description participant-spectateur : il y a une abrasion des deux noyaux (spectateur) au niveau de leur zone de recouvrement (participante). C'est cette zone participante, fortement excitée, qui peut jouer le rôle de troisième source émettrice de fragments.

Ces deux descriptions d'une collision semi-périphérique ne sont pas concurrentes, elles se situent à des énergies incidentes différentes. La description en terme de friction correspond aux basses énergies et cède progressivement la place à la description en terme d'abrasion. La gamme en énergie où se passe la transition n'est pas clairement établie [19, 20]. Elle va dépendre essentiellement de la taille des deux noyaux ainsi que de l'interaction nucléaire qui se traduit ici macroscopiquement par la viscosité. Cependant ces descriptions associent toutes les deux zone d'interaction et production de fragments à mi-rapidité. Cette petite description informelle des collisions semi-périphériques permet une conclusion précoce mais utile : on doit passer par une analyse événement par événement des propriétés dynamiques des fragments, pour isoler ceux où les fragments détectés peuvent-être estampillés "produits de désexcitation du QP".

2.2 Quelles variables utiliser pour une étude dynamique des fragments ?

De manière générale, on distingue dans les produits de réaction, fragments et particules. Les particules étant produites tout au long de la réaction (pré-équilibre, mi-rapidité, désexcitation secondaire), leurs propriétés illustrent leurs origines diverses et on décide donc de ne pas les prendre en compte dans la reconstruction du quasi-projectile. La discrimination entre fragments et particules se fait naturellement sur la charge et cette limite est généralement posée entre 3 et 5. **Dans ces travaux, nous avons défini comme particules les charges inférieures ou égales à 4.**

2.2.1 Cahier des charges.

On cherche à sélectionner des événements où le quasi-projectile est assez rapide pour que les fragments produits ne soient pas trop près du centre de masse, les vitesses absolues ($\beta^{(i)}$) des fragments doivent donc être prises en compte. Pour exclure une contribution des fragments de MR, les fragments doivent être localisés autour de la vitesse du QP, un critère de compacité dynamique est introduit, prenant en compte les vitesses relatives inter-fragments ($\beta^{(ij)}$). À l'aide de ces deux ensembles de variables, il faut construire une variable globale qui regroupe les conditions précédentes et qui soit efficace quel que soit le nombre de fragments dans l'évènement. Elle doit, de plus, garder une gamme en dissipation la plus large possible pour permettre d'avoir un ensemble statistique de quasi-projectiles le plus représentatif possible pour les études thermody-

namiques que l'on veut réaliser.

On introduit deux variables :

- la vitesse du QP (β_{qp}) dont la formule relativiste est $\beta_{qp} = |\sum \vec{p}^{(i)}| / \sum E^{(i)}$ où $\vec{p}^{(i)}$ et $E^{(i)}$ sont respectivement le vecteur impulsion et l'énergie totale du fragment i .
- la vitesse relative moyenne inter-fragment $\beta_{rel} = \frac{2}{M_{frag}(M_{frag}-1)} \sum_{i \neq j} |\vec{\beta}^{(i)} - \vec{\beta}^{(j)}|$ où $\vec{\beta}^{(i)}$ est le vecteur vitesse du fragment i .

β_{qp} permet d'évaluer au premier ordre la dissipation de la collision. Plus elle va être petite et plus la dissipation sera grande. β_{rel} regroupe les vitesses inter-fragments et permet d'évaluer leur dispersion dans l'espace des vitesses. Cette dernière variable n'est définie que s'il y a au moins deux fragments dans l'évènement. Dans la suite, on ne regarde que les évènements de multiplicité de fragments (M_{frag}) supérieure ou égale à deux. On s'intéressera au cas des $M_{frag} = 1$ ultérieurement. Une première étape consiste donc à regarder plus en détail l'évolution des propriétés des fragments en fonction de ces deux variables.

2.2.2 Espace des vitesses des fragments.

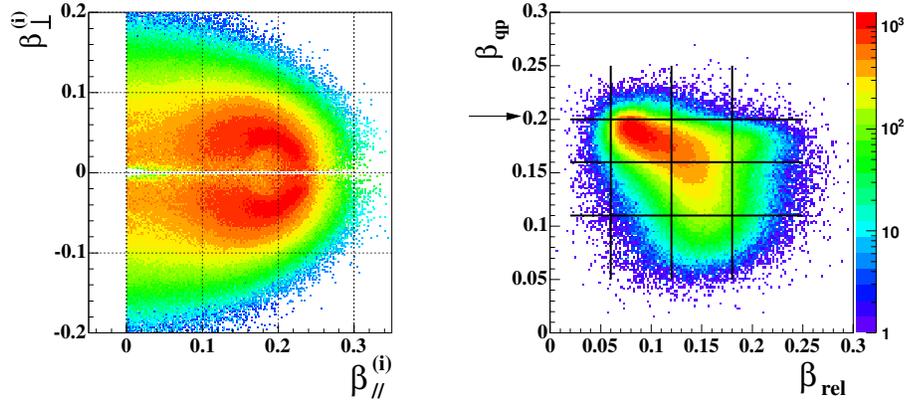


FIG. 2.1 – évènements $M_{frag} > 1$; gauche : section efficace invariante des fragments dans l'espace des vitesses (voir texte) ; droite : distribution de β_{qp} en fonction de β_{rel} ; l'origine du repère correspond à la position du centre de masse de la réaction (CM) ; les droites symbolisent les délimitations des régions sélectionnées et la flèche, la valeur de la vitesse du projectile.

Le premier diagramme de la figure 2.1 montre le peuplement de l'espace des vitesses par les fragments. Il est construit en portant, pour chaque fragment, la composante perpendiculaire ($\beta_{\perp}^{(i)}$) de sa vitesse en fonction de sa vitesse parallèle ($\beta_{\parallel}^{(i)}$), en lui attribuant un poids égal à $(\beta_{\perp}^{(i)})^{-1}$. Ce diagramme, que l'on nommera par la suite diagramme "Vper-Vpar", regroupe la totalité des fragments, sauf le plus gros³, correspondant aux évènements $M_{frag} > 1$. On distingue clairement

³Par construction, celui-ci peut-être quasiment aligné avec l'axe de l'ellipsoïde. Le facteur de pondération $((\beta_{\perp}^{(i)})^{-1})$ entraîne alors une très forte statistique associée à ces fragments qui provoque une perte de sensibilité

un cercle coulombien centré aux environs de la vitesse du projectile ($\beta_{\text{proj}} = 2,03 \cdot 10^{-1} c$), une traîne vers les valeurs de $\beta_{\parallel}^{(i)} < 0,05$. À ces deux composantes s'ajoute une sorte de bruit de fond qui a la forme d'un demi cercle. À partir de ces fragments on construit les deux variables β_{qp} et β_{rel} pour obtenir le diagramme de droite de la figure 2.1 où β_{qp} est portée en fonction de β_{rel} . Pour des petites dissipations, on se trouve autour de la vitesse du projectile avec une vitesse relative moyenne assez faible. On voit une forte statistique associée à cette configuration. Ensuite si la dissipation augmente, β_{qp} diminue et β_{rel} augmente. On peuple alors la région basse du diagramme. Cependant on remarque aussi des événements où β_{qp} reste relativement importante ($> 0,15$) avec des valeurs très grande ($\sim 0,2$) pour β_{rel} . On effectue un quadrillage de ce diagramme pour visualiser les configurations dynamiques pour un intervalle β_{qp} donné et leur évolution lorsque β_{rel} augmente. La partie supérieure de la figure 2.2 montre les quatre Vper-Vpar (classés par valeurs croissantes β_{rel}) correspondant à la tranche la plus haute en $\beta_{\text{qp}} \geq 0,20$. Pour les trois premiers diagrammes, les fragments sont distribués autour de la vitesse du QP, et illustrent bien une désexcitation à partir de QP équilibrés. Le dernier diagramme de statistique assez faible correspond à une dispersion des fragments plus importante, ceux-ci se rapprochent du CM. Ce sont essentiellement des configurations à deux fragments : le plus gros emporte quasiment la totalité de la charge du QP, et même si le deuxième est assez éloigné, il n'influence quasiment pas la valeur de β_{qp} . La partie inférieure rassemble les mêmes diagrammes pour la tranche inférieure de $\beta_{\text{qp}} \in [0,16; 0,20]$. Les deux premiers diagrammes correspondent toujours à des configurations bien localisées autour de la vitesse du QP, mais cette dernière diminuant, les fragments se rapprochent de la zone de MR. Pour les deux diagrammes suivants, nous voyons apparaître une deuxième composante, qui se traduit par une accumulation à MR. En prenant les très grandes valeurs de β_{rel} , on arrive même à sélectionner des configurations où on a clairement un trou dans la section efficace pour $\beta_{\parallel} \sim 0,1 - 0,15$. On peut alors parler de contribution à MR : on distingue les fragments qui proviennent de la désexcitation du QP et ceux qui sont un reliquat de la collision.

Si nous regardons les deux dernières tranches en β_{qp} (figure 2.3), les deux composantes se rapprochent de plus en plus : contributions provenant du QP et de la zone de MR se mélangent rendant impossible toute distinction des fragments en fonction de leur origine. Cet échantillonnage a permis de mettre en évidence deux types d'évènements :

- tous les fragments peuvent être distinctement affiliés à la désexcitation d'un quasi-projectile. Il n'y a pas de composante à mi-rapidité. C'est ce lot d'évènements que l'on veut garder.
- certains fragments de l'évènement, proches du centre de masse, ont une origine incertaine. Il reste une trace de la collision. Le fait de considérer ces fragments comme provenant du QP induirait des biais dans les propriétés de l'évènement dans son ensemble. Ces événements doivent être rejetés.

La combinaison de vitesse absolue et vitesse relative est donc adaptée pour avoir un aperçu de la diversité des configurations dynamiques données par les collisions. L'important est l'existence dans cette diversité d'évènements sans contribution dans la zone de MR. À partir de leur mise en évidence quantitative, on veut à présent les isoler en utilisant une

dans la visualisation de ce type de représentation. Dans le même esprit on a retiré les points correspondant à l'intervalle $|\beta_{\perp}| < 2 \cdot 10^{-3}$.

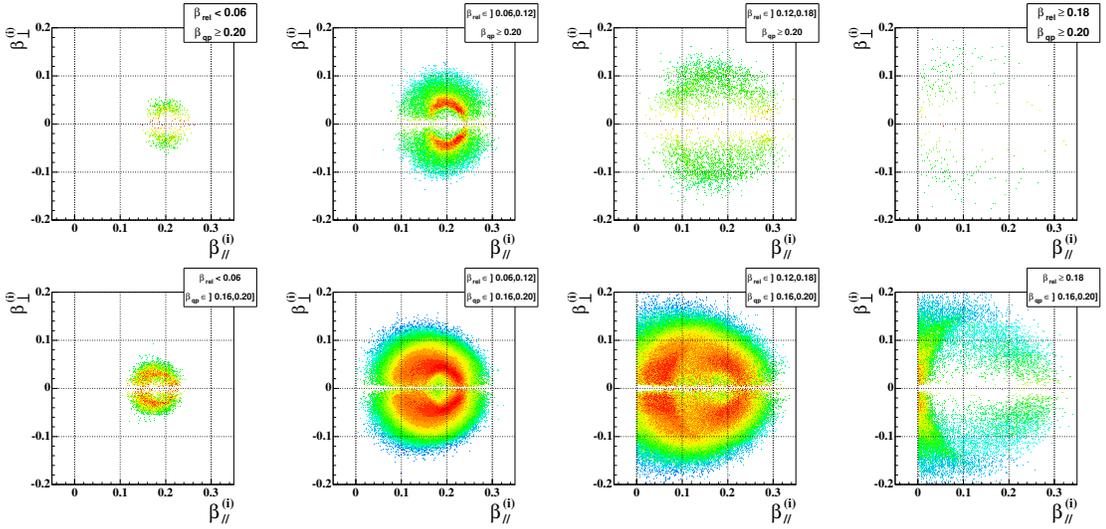


FIG. 2.2 – Diagrammes V_{per} - V_{par} pour la zone $\beta_{qp} \geq 0,20$ (haut) et $[0,16; 0,20[$ (bas) ; chaque diagramme correspond à un intervalle en β_{rel} : de g. à d. : $]0; 0,06[$, $[0,06; 0,12[$, $[0,12; 0,18[$, $\geq 0,18$.

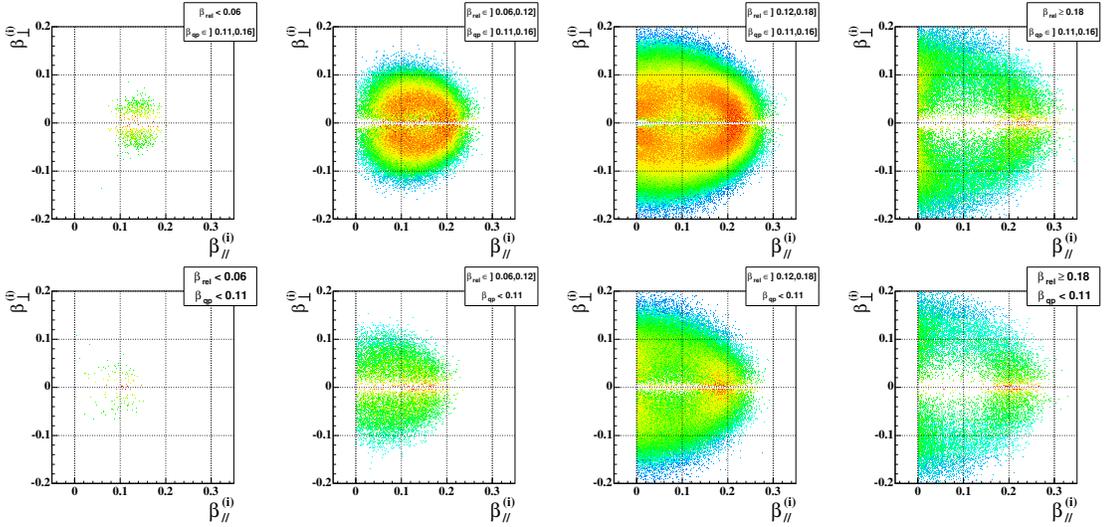


FIG. 2.3 – Diagrammes V_{per} - V_{par} pour la zone $\beta_{qp} \in [0,11; 0,16[$ (haut) et $< 0,11$ (bas) ; chaque diagramme correspond à un intervalle en β_{rel} : de g. à dr. : $]0; 0,06[$, $[0,06; 0,12[$, $[0,12; 0,18[$, $\geq 0,18$.

variable de sélection construite sur ce principe de prendre en compte vitesses absolues et relatives. On a choisi le rapport entre les deux variables précédentes ($VarDyn = \beta_{qp}/\beta_{rel}$). Dans la suite, ce rapport sera noté $VarDyn$. Le comportement de cette variable est relativement simple :

- pour des faibles paramètres d’impact, le QP est assez proche du CM et β_{rel} est de l’ordre de β_{qp} , on attend alors une valeur de VarDyn centrée autour de 1.
- pour des événements où seul un fragment est dans la zone de MR, on a encore $\text{VarDyn} \sim 1$.
- pour des événements sans contribution à MR, $\text{VarDyn} > 1$ et croît d’autant plus que la vitesse du projectile est grande et/ou que la dispersion des fragments est petite.

Pour éviter toute confusion, la démarche détaillée ci-après n’a pas pour but de séparer les événements en deux camps, bons et mauvais. Elle consiste à ne garder que les événements qui, à l’aide des observables à notre disposition, peuvent être considérés, avec un haut degré de confiance, comme signant la désexcitation d’un quasi-projectile. Dans la suite on appellera donc ces événements ”événement QP” ou ”compacts” (C). Les autres regroupent ceux avec de la mi-rapidité ou trop proche du centre de masse seront appelés ”non compacts” (NC). Cette dernière appellation peut sembler être un abus de langage mais il faut garder en tête que plus on diminue le paramètre d’impact, plus on augmente la dissipation tendant ainsi vers les collisions centrales et vers une production uniquement à mi-rapidité.

2.3 Sélection dynamique.

2.3.1 $M_{\text{frag}} = 2$.

En premier lieu on regarde le comportement de cette variable pour le cas le plus simple des données, les multiplicités de fragments égales à 2. Deux mécanismes de désexcitation produisent des partitions finales à deux fragments : la fission (Fi) et l’évaporation (Ev). Ces deux processus ont lieu pour des petites dissipations et se caractérisent par des configurations dynamiques relativement compactes. Ils correspondent donc a priori à des grandes valeurs de VarDyn. Si il y a aussi des événements NC, on devrait pouvoir différencier ces deux classes d’événements. La distribution du rapport VarDyn pour $M_{\text{frag}} = 2$ (figure 2.4) semble bien posséder deux composantes : une principale autour de $\text{VarDyn} \sim 2,2$ et une autre autour de 1. La fission de l’or est essentiellement une fission symétrique qui produit deux fragments de taille équivalente. Une manière de la sélectionner est de considérer le produit de la charge des deux fragments $Z_1 \times Z_2$. Si celui-ci est supérieur à 900, on estampille l’évènement comme fission. La distribution de VarDyn correspondant à cette fission ($h^{(\text{Fi})}$) a la forme d’une gaussienne centrée autour de 2,5.

La distribution restante regroupe donc l’évaporation et une contribution NC ($h^{(\text{Ev}+\text{NC})}$). La double bosse de la distribution n’est donc pas juste le fait des événements de fission. Les deux Vper-Vpar de la figure 2.4 illustrent l’espace des vitesses des fragments pour ces deux composantes : cercle coulombien pour l’évaporation ($\text{VarDyn} > 2,0$) et une accumulation à MR pour les événements non compacts ($\text{VarDyn} < 1$). Pour déterminer, dans la région intermédiaire, la valeur de VarDyn qui va nous servir de critère de sélection, on réalise un fit de la composante compacte de la distribution avec une gaussienne ($\exp(-\frac{1}{2} (\frac{x-\langle x \rangle}{\sigma})^2)$). On s’inspire ainsi de la forme de $h^{(\text{Fi})}$. La fonction obtenue que l’on nomme $f^{(\text{Ev})}$ est soustraite à la distribution pour obtenir la composante non compacte $h^{(\text{NC})}$. **On peut considérer qu’à partir de $\text{VarDyn} > 1,5$ les événements mal caractérisés sont inexistants.** On choisit donc cette valeur comme étant la condition minimum de compacité dynamique pour un événement. Ceci correspond donc à

une vitesse du projectile 1,5 plus grande que la vitesse relative moyenne, ce qui est largement justifiable d'un point de vue purement géométrique.

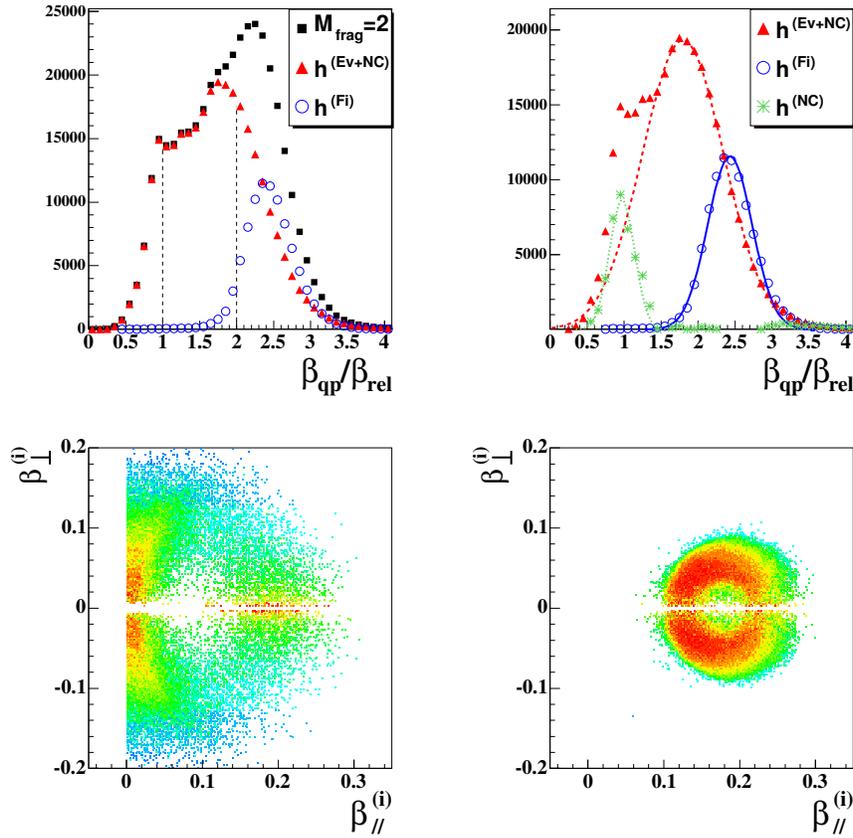


FIG. 2.4 – *Haut* : à gauche, distribution du rapport $VarDyn = \beta_{qp}/\beta_{rel}$ pour $M_{frag} = 2$, les carrés noirs correspondent à la distribution totale, les triangles rouges ($h^{(Ev+NC)}$) aux mélanges événements d'évaporation et événements non compacts, les ronds bleus ($h^{(Fi)}$), aux événements de fission ; à droite, $h^{(Ev+NC)}$ et $h^{(Fi)}$ et rajoutée en astérix verts, la composante NC ($h^{(NC)}$) obtenue par soustraction de $h^{(Ev+NC)}$ avec une fonction de fit ($f^{(Ev)}$) de la composante d'évaporation en tirets rouges (voir texte). Les deux autres fonctions résultent d'un fit des distributions correspondantes ; *bas* : V_{per} - V_{par} des fragments pour $VarDyn < 1$ (gauche) et $VarDyn > 2$ (droite).

La fonction représentant la composante d'évaporation ($f^{(Ev)}$) a une largeur assez importante, peuplant ainsi les petites valeurs de $VarDyn$. Cette observation confirme encore une fois que dissipation de la collision, dispersion de la distribution des fragments et production dans la zone de MR, sont enchevêtrées de manière assez complexe. **C'est pourquoi une sélection dynamique doit être la conséquence de plusieurs observations convergentes mais le choix du critère de sélection est lui non-univoque.** On aura toujours des événements intéressants dans le lot rejeté par la sélection. L'important est que leur nombre soit minimale.

2.3.2 $M_{\text{frag}} \geq 3$.

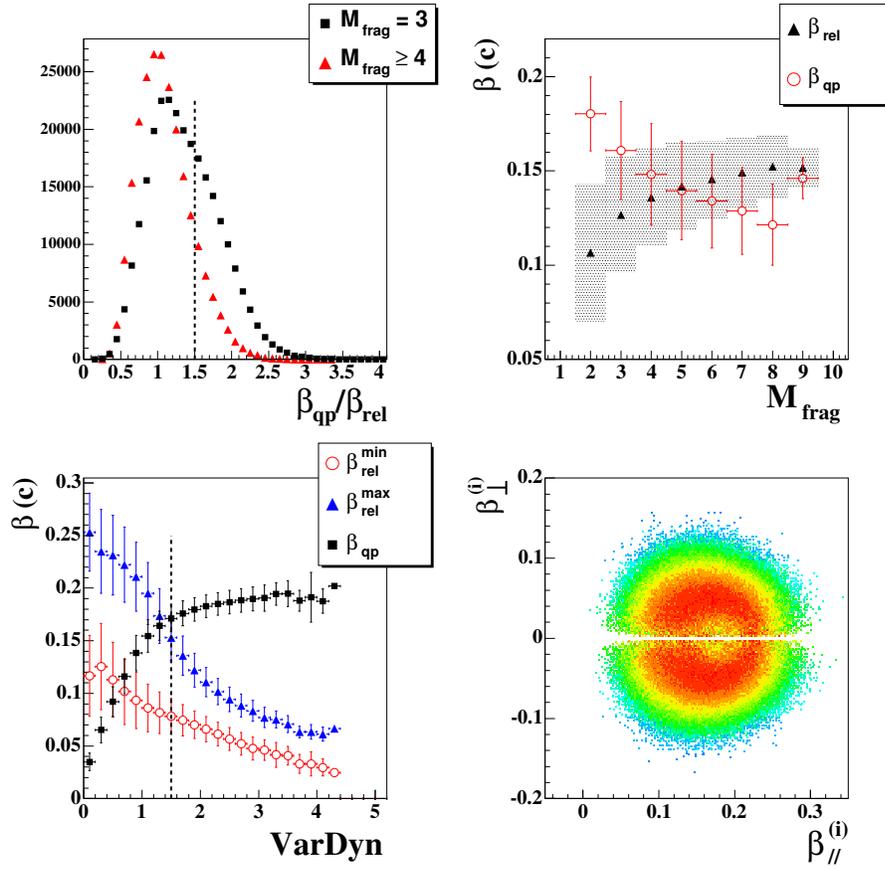


FIG. 2.5 – *Haut* : à gauche, distribution du rapport $\text{VarDyn} = \beta_{\text{qp}}/\beta_{\text{rel}}$ pour $M_{\text{frag}} = 3$ et ≥ 4 - à droite : évolution des valeurs moyennes et sigma des distributions de β_{qp} et β_{rel} en fonction de M_{frag} ; *bas* : à gauche : évolution des valeurs moyennes et sigma des distributions de $\beta_{\text{rel}}^{\text{min}}$, $\beta_{\text{rel}}^{\text{max}}$ et β_{qp} en fonction de VarDyn pour $M_{\text{frag}} \geq 3$; à droite : diagramme $V_{\text{per}}-V_{\text{par}}$ des fragments des évènements compacts ($\text{VarDyn} > 1,5$) et $M_{\text{frag}} \geq 3$.

Les distributions de VarDyn correspondant aux évènements $M_{\text{frag}} = 3$ et $M_{\text{frag}} \geq 4$ (figure 2.5) ne présentent pas la structure que l'on a observée précédemment. Pour les $M_{\text{frag}} = 3$, on peut deviner un épaulement aux alentours de $\text{VarDyn} = 1,5$ mais rien de limpide. Le nombre de fragments à l'avant du CM augmentant, on a plus de chance (statistiquement parlant) d'avoir des fragments dans la zone de MR. De plus ces évènements correspondent à une dissipation plus importante. De ces deux constats on peut comprendre la forme de ces distributions. En effet la composante compacte de la distribution $h^{(\text{Ev}+\text{NC})}$ s'est décalée vers des plus petites valeurs de VarDyn et, dans le même temps, la statistique de la composante non compacte augmentait. De ce fait la visualisation directe de ces deux composantes sur les distributions n'est pas possible. On pourrait essayer de déconvoluer celles-ci à l'aide de deux gaussiennes inspirées de $f^{(\text{Ev})}$ et

de la distribution NC ($h^{(NC)}$), mais il semble plus judicieux de justifier la limite à 1.5 décidée précédemment. Le diagramme en haut à droite de la figure 2.5 présente l'évolution de la vitesse relative et de la vitesse du projectile en fonction de la multiplicité de fragments. Les points et les barres d'erreurs symbolisent respectivement les valeurs moyennes et les sigma des distributions. Si pour $M_{\text{frag}} = 2$ les deux variables sont distinctes, on commence à avoir un chevauchement pour les multiplicités 3, qui évoluent en recouvrement partiel ($M_{\text{frag}} = 4$) pour arriver à un croisement aux multiplicités supérieures à 5 : la vitesse relative moyenne devient plus grande que la vitesse du projectile. Il est clair que ces hautes multiplicités correspondent à des configurations dynamiques qui ne sont pas du tout adaptées à une définition propre d'un QP.

On introduit à présent les observables $\beta_{\text{rel}}^{\text{min}}$ et $\beta_{\text{rel}}^{\text{max}}$ qui correspondent respectivement à la vitesse relative minimum et maximum inter-fragments de chaque événement. Le diagramme en bas, à gauche, montre l'évolution moyenne de $\beta_{\text{rel}}^{\text{min}}$ et $\beta_{\text{rel}}^{\text{max}}$ et β_{qp} en fonction de VarDyn pour les événements $M_{\text{frag}} \geq 3$. En partant de VarDyn=0, on voit que β_{qp} augmente fortement jusqu'à une saturation vers 1.5 qui correspond, de plus, au croisement avec $\beta_{\text{rel}}^{\text{max}}$. **Ceci conforte le choix VarDyn=1.5 comme critère dynamique minimum pour une bonne caractérisation des événements QP.** Le Vper-Vpar, sur la même figure, montre l'espace des vitesses des fragments des événements qui remplissent ce critère de compacité dynamique. Cette répartition remplit bien les objectifs que nous nous étions fixé : des fragments localisés autour de la vitesse du QP, elle-même assez éloignée du CM.

2.3.3 Effets de la sélection dynamique.

	total	$M_{\text{frag}} = 1$	Fission	$M_{\text{frag}} = 2$	$M_{\text{frag}} = 3$	$M_{\text{frag}} \geq 4$
Evts complets	1476819	585885	93339	306164	260507	230924
Composition	-	39,7%	6,32%	20,7%	17,6%	15,6%
Coupure	67,2%	99,5%	98,3%	62,1%	36,1%	14,2%
Evts compacts	991939	583030	91732	190112	94168	32897
Composition	-	58,8%	9,25%	19,2%	9,49%	3,32%

TAB. 2.1 – Deux premières lignes : composition en nombre et en pourcentage des événements complets (Ini); ligne du milieu : pourcentage sélectionné par la coupure dynamique; deux dernières lignes : composition finale des événements QP compacts (C) en nombre et en pourcentage.

Comme toute sélection, nous partons d'un lot initial d'événements : les événements complets (Ini), pour obtenir deux classes distinctes, l'une que l'on garde : les événements compacts (C) et l'autre que l'on rejette (NC). Nous allons étudier les différences entre ces deux classes d'événements. Le tableau 2.1 récapitule les compositions (Ini) et (C) des événements par multiplicités. La sélection garde 67,2% des événements complets. Si on retire les $M_{\text{frag}} = 1$, qui n'est pas concerné par la sélection, et la fission, qui remplit le critère de compacité à 93,8%, cette proportion d'événements sélectionnés descend à 40%. On n'inclut donc pas les $M_{\text{frag}} = 1$ et la fission dans la comparaison, pour avoir une plus grande sensibilité.

Le coût en statistique est plus important pour les multiplicités $M_{\text{frag}} \geq 3$, ceci rejoint les observations précédentes des caractéristiques de leurs configurations dynamiques. En haut de la figure 2.6 sont portés les rapports des distribution (C) et (Ini) pour l'énergie transverse des particules à l'avant du CM ($Et_{14} = \sum_{Z^{(i)} \leq 4} E_{\text{cin}}^{(i)} \sin \theta_{(i)}$) et la multiplicité de fragments. Et_{14} est normalisée à l'énergie cinétique disponible dans le CM de la réaction ($E_{\text{dis}} = 8132 \text{MeV}$). L'évolution de Y_C/Y_{ini} suivant ces deux variables est similaire : on part d'une réjection d'environ 30% pour les petites valeurs pour arriver à environ 90% assez rapidement. Les particules n'étant pas prises en compte dans la construction de VarDyn, Et_{14} n'est pas directement contrainte par la sélection. Le fait d'observer, pour ces deux variables, le même comportement dans la répartition des réjections confirme que les hautes multiplicités sont réduites de façon naturelle par la sélection. Elles correspondent aux collisions plus centrales, plus dissipatives avec un recouvrement des deux sources plus important. **Ce ne sont pas des événements qui permettent l'étude des propriétés thermodynamiques d'un QP formé dans une collision périphérique.** Par ailleurs, les rejets dus à une contribution de MR (i.e. à des événements non compacts) se situent à de faibles valeurs de dissipation et de multiplicité de fragments.

La discrimination porte sur le rapport de deux observables $\beta_{\text{qp}}/\beta_{\text{rel}}$. On retrouve naturellement sur leurs distributions (fig. 2.6) les deux classes d'évènements que l'on avait devinées sur l'échantillonnage réalisé sur les figures 2.2 et 2.3⁴. D'un côté une classe d'évènements avec une petite vitesse relative et située près de la vitesse du projectile et de l'autre un mélange d'évènements avec MR ou très dissipatifs rassemblant la grande majorité des $\beta_{\text{qp}} < 0,15$. Ce qui est intéressant c'est la distribution initiale de β_{rel} qui est décomposée, du fait de la sélection, en deux gaussiennes. La superposition des trois distributions aide à deviner comme une sorte d'aplatissement de la distribution initiale qui a-posteriori nous conforte dans le fait que la variable était bien choisie, mais qu'utilisée seule, elle n'était pas assez puissante (les valeurs moyennes des deux gaussiennes C et NC ne sont pas assez éloignées l'une de l'autre ($\sim 0,04 c$)). De manière générale, de nombreuses variables dynamiques relatives et absolues ont été vérifiées et aucune ne présente de coupure franche due à notre sélection.

Une vérification importante concerne la complétude des événements sélectionnés. En effet le fait qu'un événement remplisse le critère de compacité pourrait être dû à la non détection d'un éventuel fragment dans la zone de MR. Sur la figure 2.7, les distributions de la charge totale détectée à l'avant du CM montrent que ce n'est pas le cas. Nous observons même un léger accroissement du centroïde de la distribution (C) par rapport à (NC) d'environ 5 charges. La pseudo-impulsion totale (P_{tot}) est quant à elle beaucoup plus influencée avec un décalage de 10% entre les deux distributions. Ce gain en complétude des événements compacts s'explique par la configuration dynamique localisée aux alentours de la vitesse du projectile que nous avons demandé.

Nous allons à présent nous intéresser à la caractérisation dynamique des événements en réutilisant le tenseur en énergie T_{ij} introduit dans le chapitre précédent. Cette fois-ci on le calcule dans le repère du QP, défini par β_{QP} . Après diagonalisation, on obtient la définition de l'ellipsoïde El_{QP} et son axe principal associé $A_{\text{source}}^{\text{QP}}$, celui-ci caractérisant la direction privilégiée d'émission

⁴Pour une visualisation directe de la coupure sur la corrélation $\beta_{\text{qp}} - \beta_{\text{rel}}$ de la figure 2.1, il suffit de tracer la droite $\beta_{\text{qp}} = 1,5 \times \beta_{\text{rel}}$.

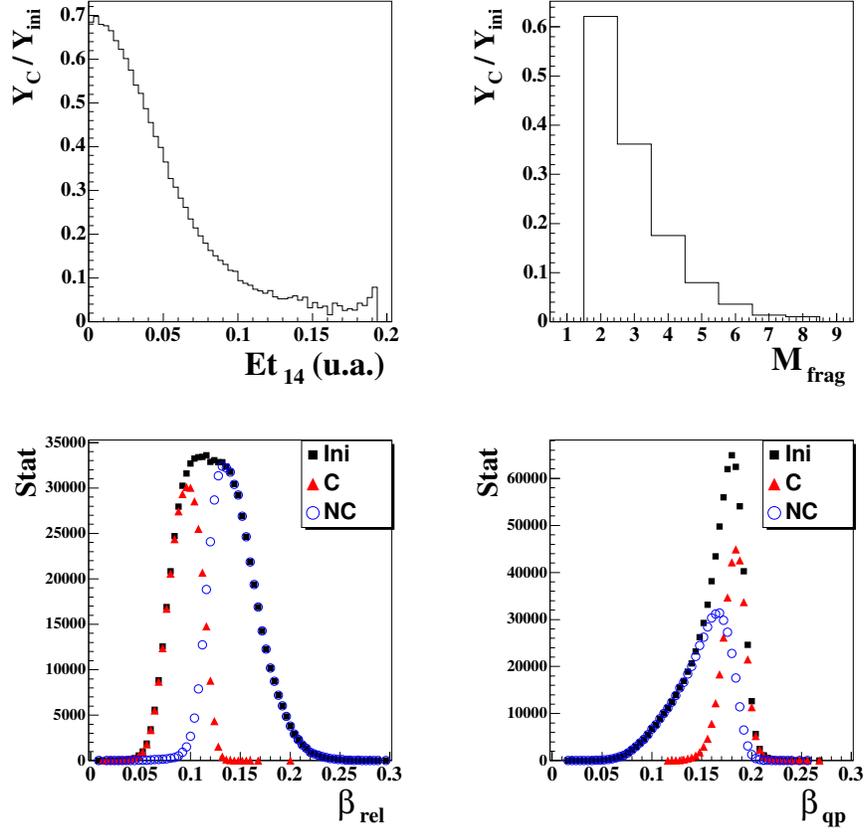


FIG. 2.6 – *Haut* : Rapports entre la distribution des événements compacts (C) et la distribution des événements complets (Ini) pour l'énergie transverse des particules (à g.) et la multiplicité de fragments (à d.) ; *bas* : distributions correspondant aux classes (Ini), (C) et (NC) des observables β_{rel} (gauche) et β_{qp} (droite) ; les événements considérés sont ceux des trois dernières colonnes du tableau 2.1.

des fragments du QP. La représentation des deux ellipsoïdes (El_{CM}) et (El_{QP}) est faite sur le schéma explicatif de la figure 2.7. La distribution angulaire que l'on va regarder pour faire le parallèle avec la sélection des événements de sources uniques (Xe+Sn et Gd+U) est celle de θ_{flot}^{QP} , angle entre l'axe principal de l'événement A_{evt}^{CM} de l'ellipsoïde El_{CM} et A_{source}^{QP} . La distribution de $\cos\theta_{QP}^{flot}$ est portée à gauche du schéma, pour les trois lots d'événements. On constate la similitude entre celle de (Ini) et (NC) avec les distributions de $\cos\theta_{CM}^{flot}$ des Xe+Sn (figure 1.7). On a une composante isotrope (plate) à laquelle se rajoute une composante anisotrope aux petits angles. L'effet de la sélection est très satisfaisant puisqu'elle permet d'écartier tous ces événements allongés le long du faisceau⁵. **On obtient ainsi pour les événements compacts**

⁵Étant situé dans le repère de l'ellipsoïde, ces événements sont en réalité alignés le long de l'axe A_{evt}^{CM} qui est lui même, en majorité très proche de l'axe du faisceau.

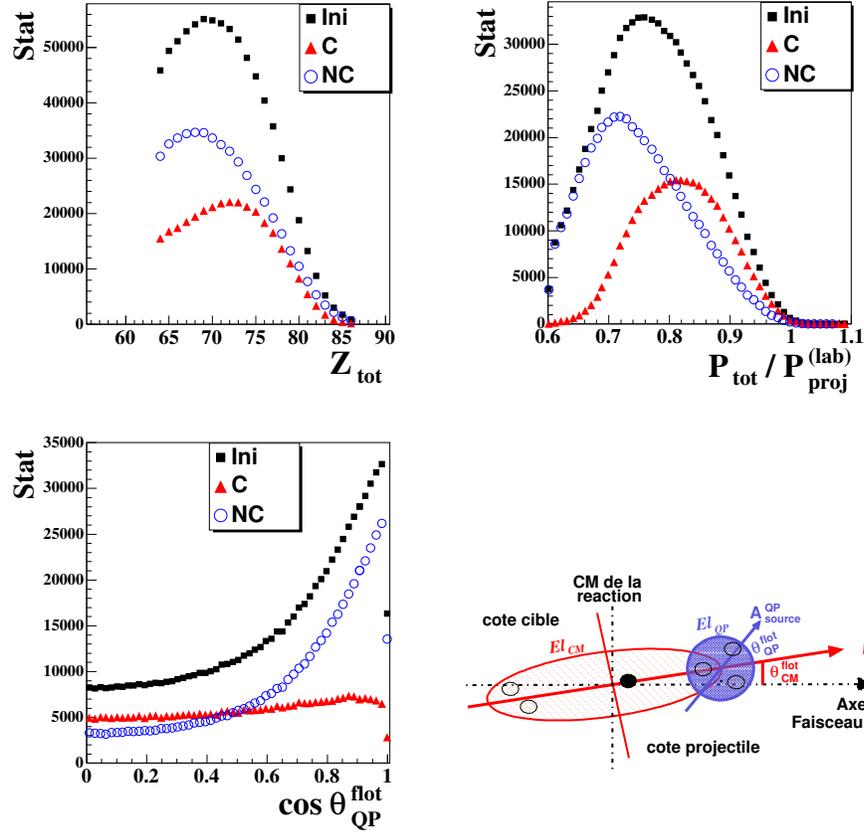


FIG. 2.7 – Distributions correspondant aux classes (Ini), (C) et (NC) des observables Z_{tot} (en h. à g.), P_{tot}/P_{proj}^{lab} (en h. à d.) et θ_{QP}^{flot} (en b. à g.). Les événements considérés sont ceux des trois dernières colonnes du tableau 2.1. En bas à droite : schéma dans l'espace des vitesses, montrant les deux ellipsoïdes El_{CM} et El_{QP} avec leur axe principal associé A_{evt}^{CM} et A_{source}^{QP} caractérisant respectivement l'axe de l'événement (QP+QC) et l'axe d'émission privilégié des fragments de la source QP reconstruite. Les fragments correspondant à un QP et une QC bien définis sont représentés par des cercles vides, le cercle noir près du CM permet d'imaginer l'effet d'un fragment à MR sur l'ellipsoïde El_{QP} . La droite perpendiculaire à A_{evt}^{CM} représente la séparation coté cible-coté projectile.

une distribution quasi-plate pouvant se rapprocher d'une distribution de sources équilibrées ayant complètement perdu la mémoire de la voie d'entrée. Si on revient au schéma, la représentation de fragments par des petits cercles permet de visualiser l'effet entre événements compacts et événements avec contribution de MR. Dans le premier cas on a tracé une représentation de l'ellipsoïde El_{QP} , plutôt de forme sphérique et caractérisant une répartition isotrope des fragments. Si on décrit le deuxième cas (avec la contribution du fragment noir à MR), l'ellipsoïde s'allonge (non tracé sur le schéma), son axe principal se confondant alors avec

celui de El_{CM} , on obtient une valeur de $\cos\theta_{QP}^{flot}$ proche de 1. De plus, la vitesse β_{QP} diminue, ce qui entraîne une modification du repère de la source. Les propriétés dynamiques de TOUS les autres fragments, issus de la désexcitation du QP, sont affectées. Cette vision schématique récapitule les motivations que nous avons pour déterminer une sélection efficace.

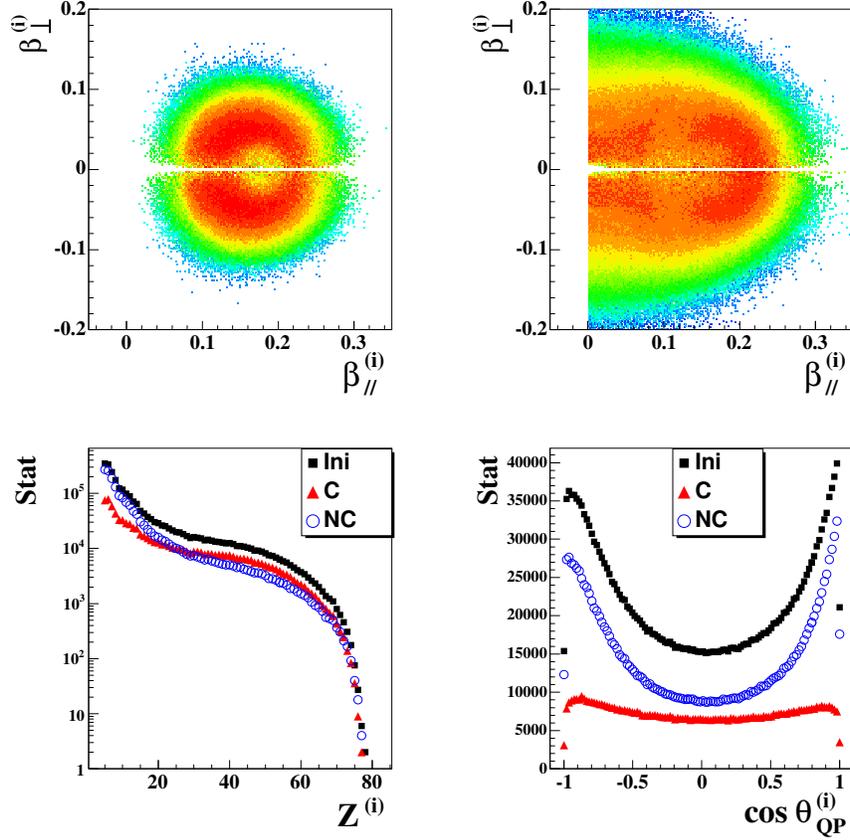


FIG. 2.8 – *Haut* : espace des vitesses des fragments des événements compacts (à g.) et rejetés (à d.) ; *bas* : Distributions en charge des fragments des événements complets (Ini), compacts (C) et non compacts (NC) (à g.) et distributions angulaires des fragments dans le repère du QP (à d.) de ces mêmes classes (voir schéma de la figure 2.7). Les événements considérés sont ceux des trois dernières colonnes du tableau 2.1.

La sélection repose sur une certaine homogénéité dynamique intra-événement. En conséquence, un événement peut être rejeté seulement à cause d'un fragment, les autres fragments pouvant avoir les bonnes propriétés recherchées. On pourrait décider d'écarter juste ces "mauvais" fragments et de garder le reste de l'événement mais c'est une procédure assez hasardeuse et surtout inutile puisque nous avons à notre disposition des événements bien caractérisés dans leur totalité. Cependant pour avoir un aperçu des caractéristiques de ces fragments qui causent finalement la réjection, on regarde les différences sur les distributions en charge (Z) et les distributions angulaires ($\cos\theta_{QP}$) des fragments dans le repère du QP ainsi que leur répartition dans l'espace des

vitesse (diagramme $V_{\text{per}}-V_{\text{par}}$). Les propriétés dynamiques individuelles des fragments des deux classes d'événements sont en haut de la figure 2.8. On a dans un cas une distribution concentrique clairement détachée du CM et de l'autre une partie centrale ($|\beta_{\perp}| < 0,1$) qui se décompose en une accumulation à MR ($|\beta_{//}| < 0,08$), un reliquat de demi-cercle coulombien au dessus de 0,15 et une statistique beaucoup plus faible entre ces deux composantes. Le tout s'additionne à une distribution homogène déjà mentionnée au paragraphe 2.2.2. Les distributions en charge (bas de la figure 2.8) se croisent dans la région $Z=20$, les événements (NC) possèdent beaucoup plus de petits fragments que les (C), cette propriété peut s'expliquer en regardant la figure 1.12 (dernière figure du chapitre 1, diagramme de droite) où l'accumulation à MR concerne essentiellement des fragments de charge inférieure à 20. À ceci, s'ajoute l'effet de la multiplicité de fragments plus importante pour les événements rejetés et donc, en moyenne, des fragments associés plus petits. La distribution angulaire des fragments, dans le repère du QP, illustre les propriétés observées précédemment, la forme en U signe ces événements allongés ayant gardé la mémoire de la voie d'entrée. Des études avaient déjà mis en évidence de telles configurations [21, 22].

2.3.4 Qu'en est-il des $M_{\text{frag}} = 1$?

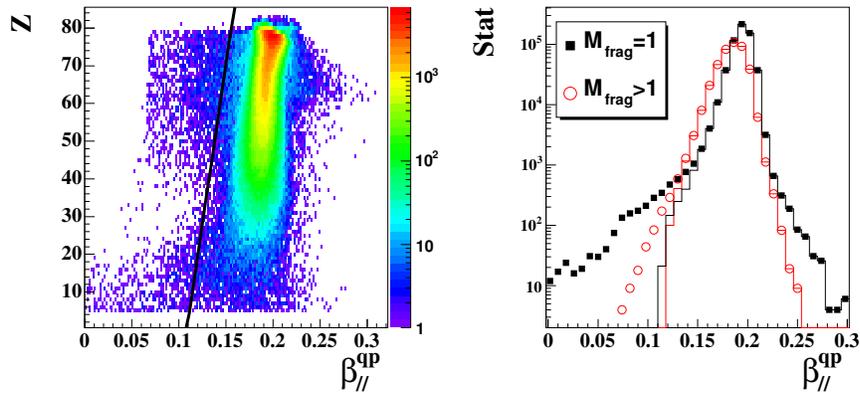


FIG. 2.9 – Gauche : charge du fragment en fonction de sa vitesse parallèle ($M_{\text{frag}} = 1$), la droite d'équation $y=1693,1*x-183,5$ illustre une sélection de raffinement (voir texte); droite : effet de cette sélection sur les distributions de $\beta_{//}^{\text{QP}}$ pour $M_{\text{frag}} = 1$ et $M_{\text{frag}}^C > 1$.

Les événements avec seulement un fragment ne peuvent être pris en compte dans la sélection dynamique puisque β_{rel} nécessite au moins deux fragments. Le diagramme de la figure (2.9) porte la charge de cet unique fragment en fonction de sa vitesse parallèle ($\beta_{//}$). On observe que ces $M_{\text{frag}} = 1$ couvrent une large gamme en Z indiquant la présence de résidus d'évaporation sur une très large gamme de dissipation. On constate aussi des points incohérents (dus à une mauvaise identification) ainsi que quelques petits fragments avec une vitesse inférieure à 0,1. On a tracé une droite pour visualiser ces fragments que l'on va rejeter. Par souci de cohérence, on applique cette sélection au diagramme équivalent pour les événements compacts $M_{\text{frag}}^C > 1$ qui

est la charge totale des fragments ($Z_{\text{frag}}^{\text{C}}$) en fonction de la vitesse du QP ($\beta_{\text{qp}}^{\text{C}}$). Cette réjection est clairement du raffinement, on voit, sur le deuxième spectre, son effet sur la vitesse parallèle. Il correspond à une réjection de 0,5% pour $M_{\text{frag}} = 1$ et 0,2% pour les $M_{\text{frag}}^{\text{C}} > 1$ déjà considérés comme compacts par la première sélection. Les figures montrées précédemment incorporent cette petite sélection supplémentaire qui n'influence en rien les observations qui leurs sont associées. Il en est de même pour les valeurs portées dans les tableaux 2.1 et 2.2.

2.3.5 Tableau récapitulatif.

Pour tous les événements (deux premières colonnes) et par multiplicité de fragments et pour la fission, le tableau 2.2 résume l'évolution des valeurs moyennes de certaines observables. Pour les événements $M_{\text{frag}} = 1$ et les événements de fission, peu affectés par la sélection, seules les valeurs moyennes des événements compacts sont reportées. La valeur moyenne de M_{frag} pour les multiplicités de fragments supérieures à 4 passe de 4,4 à 4,2. On retrouve en chiffres les observations précédentes : une meilleure complétude, des fragments plus gros, une dissipation plus faible et une grande compacité dynamique des événements compacts.

	total		$M_{\text{frag}} = 1$	Fission	$M_{\text{frag}} = 2$		$M_{\text{frag}} = 3$		$M_{\text{frag}} \geq 4$	
	Ini	C	C	C	Ini	C	Ini	C	Ini	C
$\beta_{\text{qp}} \text{ (c)} \times 10^2$	17,7	19,0	19,3	19,3	17,6	18,4	16,1	17,9	14,5	17,6
$\beta_{\text{rel}} \text{ (c)} \times 10^2$	12,1	9,1	-	8,1	11,5	9,1	12,7	9,7	13,8	10,2
M_{tot}	14,1	10,3	7,5	6,2	16,8	15,6	20,8	18,1	22,8	19,5
M_{part}	11,9	8,7	6,5	4,1	14,8	13,6	17,7	15,1	18,4	15,3
$Z_{\text{tot}}/Z_{\text{proj}}$	0,93	0,95	0,96	1,01	0,91	0,91	0,90	0,91	0,90	0,91
$P_{\text{tot}}/P_{\text{proj}}^{(\text{lab})}$	0,84	0,89	0,92	0,97	0,81	0,83	0,76	0,80	0,74	0,80
$\text{Et}_{14} \text{ (u.a.)} \times 10^2$	3,4	2,2	1,5	0,8	4,1	3,6	5,5	4,2	6,0	4,3
Z_{frag}	55,3	61,8	66,3	74,0	48,8	51,1	42,7	47,8	42,4	47,6

TAB. 2.2 – Pour différentes observables : effet sur les valeurs moyennes de la sélection dynamique ; de h. en b. : vitesse du QP, vitesse relative moyenne des fragments, multiplicité totale, multiplicité des particules, charge totale détectée normalisée à celle du projectile, pseudo-impulsion totale détectée normalisée à celle du projectile dans le repère du laboratoire, énergie transverse des particules normalisée à l'énergie disponible, somme des charges des fragments ; de g. à d. : evts complets (2 colonnes), $M_{\text{frag}} = 1$ et Fission (1 colonne), $M_{\text{frag}} = 2$, $M_{\text{frag}} = 3$ et $M_{\text{frag}} \geq 4$ (2 colonnes) ; Les valeurs initiales sont indexées (Ini) et après sélection (C) ; les tirets indiquent que les variables ne sont pas définies.

Dans la suite de l'analyse, les événements de fission ne sont plus pris en compte. On les rejette, toujours suivant le critère $Z_1 \times Z_2 \geq 900$ (voir annexe B).

2.4 Calorimétrie des sources QP.

Pour réaliser une étude thermodynamique des événements QP sélectionnés, on a besoin d'une grandeur reflétant l'énergie déposée par la réaction dans la source. La variable thermodynamique associée est l'énergie calorimétrique (E^*). C'est, à l'heure actuelle, la seule grandeur caractéristique de la source que l'on sait évaluer correctement sur une large gamme en dissipation. Pour ce faire on réalise une calorimétrie des événements qui consiste en un bilan énergétique des fragments et particules qui sont produits lors de la désexcitation de la source.

2.4.1 Principe de la calorimétrie.

Les équations 2.1 à 2.3 illustrent simplement la conservation de l'énergie totale de la source. Le terme de gauche étant la source avant sa désexcitation, composée de son énergie d'excitation E_s^* et de son défaut de masse δ^s et celui de droite, la somme des énergies cinétiques (E_{cin}) et des défauts de masse de ses produits de désexcitation. La configuration de détection et les temps caractéristiques très courts des réactions nous donnent les produits finaux à la limite d'un temps infini. Les fragments sont donc froids (sans énergie d'excitation) et il n'y a pas d'interaction résiduelle. La somme totale des énergies des fragments est réduite à leurs énergies cinétiques ($E_{\text{cin}}^{(i)}$) et leurs défauts de masse ($\delta^{(i)}$) dépendant de la charge (Z_i) et la masse (A_i). On néglige aussi dans ce bilan la faible contribution des gamma (≤ 10 MeV).

$$E_{\text{tot}}^s = \sum_{i=1}^{M_s} E_{\text{tot}}^{(i)} \quad (2.1)$$

$$E_s^* + \delta^s = \sum_{i=1}^{M_s} (E_{\text{cin}}^{(i)} + \delta^{(i)}) \quad (2.2)$$

$$E_s^* + \delta(A_s, Z_s) = \sum_{i=1}^{M_c} (E_{\text{cin}}^{(i)} + \delta(A_i, Z_i)) + \sum_{i=1}^{M_n} (E_{\text{cin}}^{(i)} + \delta(1, 0)) \quad (2.3)$$

Pour réaliser une calorimétrie parfaite, il faut une détection parfaite. Or nous ne détectons pas les neutrons et nous n'avons pas la résolution isotopique pour les fragments. Ces deux grandeurs sont cependant indispensables. Il faut donc faire des hypothèses qui nous permettent de les approximer. Pour les masses des fragments, on a à notre disposition différentes formules de masse qui donnent la masse moyenne correspondant à une charge donnée. On choisit la formule de masse Charity [23] (formule 2.4)⁶, qui évalue correctement la masse des fragments sur une large gamme en charge ($Z \in [5, 79]$). On évalue le nombre de neutrons M_n , en imposant à la source le rapport nucléons sur protons (A/Z) du système initial (équations 2.5 à 2.6).

$$A_i = Z_i(2,045 + 3,57 \cdot 10^{-3} Z_i) \quad (2.4)$$

⁶Pour les systèmes Xe+Sn et Gd+U, le choix s'est porté sur la formule EAL (Evaporation Attractor Line).

$$A_s = \sum_{i=1}^{M_c} A_i + M_n \quad Z_s = \sum_{i=1}^{M_c} Z_i \quad \frac{A_s}{Z_s} = \frac{A_{\text{proj}}}{Z_{\text{proj}}} = \frac{197}{79} = 2,49367 \quad (2.5)$$

$$M_n = \frac{A_{\text{proj}}}{Z_{\text{proj}}} Z_s - \sum_{i=1}^{M_c} A_i \quad (2.6)$$

Pour l'énergie cinétique des neutrons, on introduit la notion de température qui est reliée à l'énergie d'excitation par l'égalité 2.7 où la grandeur a est la densité de niveaux internes accessibles aux nucléons de la source à la température T . Formellement a possède une dépendance en masse et en température. Expérimentalement, on ne dispose pas d'une valeur très précise ($[\frac{A_s}{8}, \frac{A_s}{14}]$). On l'approxime donc par le rapport entre la masse et une constante K que l'on évalue à 10 MeV [24]. Le fait de considérer la température de la source nous permet d'évaluer en moyenne l'énergie cinétique des neutrons. En effet, dans [25], le spectre des neutrons de première chance d'une source émettrice à la température T a une énergie moyenne égale à $2T$. En considérant ensuite toute la chaîne de désexcitation, les auteurs trouvent une énergie moyenne pour les neutrons égale à T . On considère donc que l'énergie cinétique moyenne des neutrons sera égale à la température de la source (éq. 2.8 avec $f_n = 1$). Cette hypothèse implique que tous les neutrons sont produits par désexcitation secondaire (émission de surface)⁷.

$$E_s^* = aT^2 \quad a = A_s/K \quad K = 10 \quad (2.7)$$

$$\sum_{i=1}^{M_n} E_{\text{cin}}^{(i)} \sim f_n \cdot M_n \langle E_{\text{cin}}^{\text{neutron}} \rangle \sim M_n T \quad (2.8)$$

$$aT^2 - M_n T - \sum_{i=1}^{M_c} E_{\text{cin}}^{(i)} + \Delta Q = 0 \quad (2.9)$$

$$\Delta Q = Q^{(i)} - Q^{(f)} = \delta(A_s, Z_s) - \left(\sum_{i=1}^{M_c} \delta(A_i, Z_i) + M_n \delta(1, 0) \right) \quad (2.10)$$

$$E_s^* = \sum_{i=1}^{M_c} E_{\text{cin}}^{(i)} + M_n T - \Delta Q \quad (2.11)$$

Les relations 2.7 et 2.8 reportées dans l'équation 2.3 nous donnent une équation du second degré en T (2.9). La solution physique (positive) nous donne accès à l'énergie d'excitation avec l'égalité 2.11. Cet algorithme de calorimétrie repose donc sur plusieurs hypothèses. Les deux premières concernant les masses des fragments et la déduction du nombre de neutrons sont assez intuitives. En revanche le choix de l'énergie des neutrons et du paramètre de densité de niveaux peut être discutable. Pour une plus grande clarté de l'exposé nous ne discutons pas ici des autres combinaisons possibles pour ces deux paramètres, mais nous proposons dans l'annexe C une étude sur l'effet d'un changement de valeurs de ceux-ci sur les résultats de la calorimétrie.

⁷Si on a des neutrons produits lors du processus de multifragmentation du système, ceux-ci résultent d'une émission de volume caractérisée par une énergie moyenne égale à $\frac{3}{2}T$ ($f_n = \frac{3}{2}$ dans l'équation 2.8). À cette incertitude non résolue sur la provenance des neutrons, s'ajoute celle liée aux éventuels neutrons de pré-équilibre.

2.4.2 Sélection des particules.

Le travail de sélection dynamique précédent nous a permis de garder les événements où l'on peut considérer tous les fragments comme provenant uniquement de la désexcitation des sources QP. Ceci nous permet de reconstruire la position du QP dans l'espace des vitesses que l'on considère pour la suite comme le centre de masse de la source émettrice. Il faut ensuite sélectionner parmi les particules émises tout au long de la réaction, celles qui sont produites le long de la chaîne de désexcitation du QP.

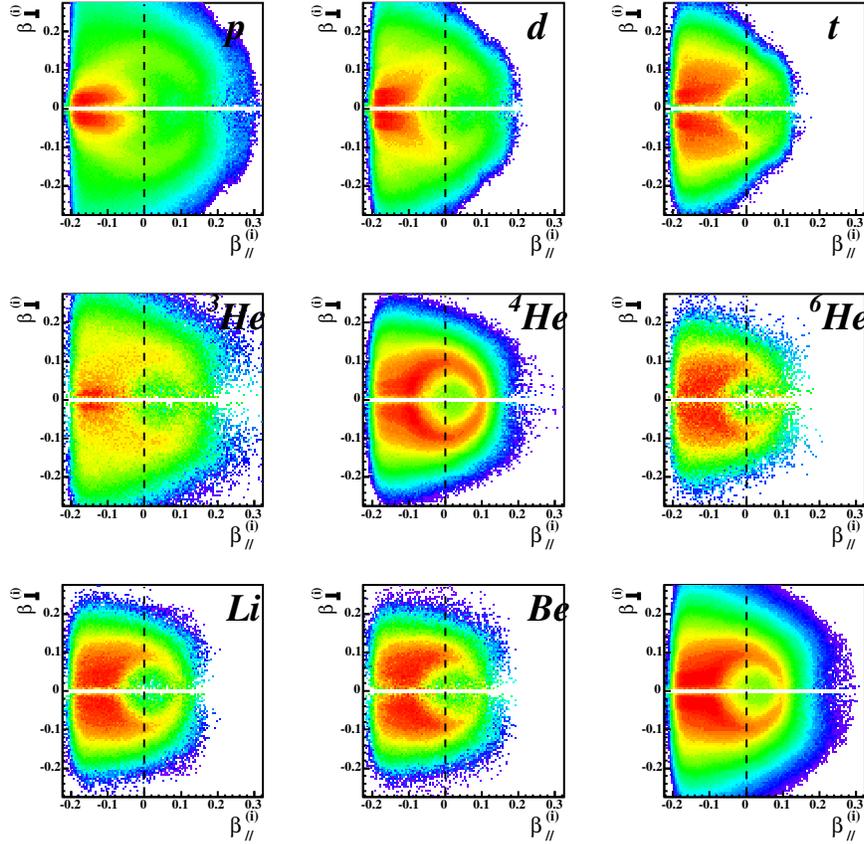


FIG. 2.10 – Événements compacts avec au moins une particule à l'avant du CM ($M_{part}^{(qp)} > 0$) : Diagrammes V_{per} - V_{par} des particules dans le repère du QP; de g. à d. et de h. en b. : proton, deuton, triton, ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$, ${}^6\text{He}$, lithiums et bérylliums; le dernier diagramme regroupe toutes les particules avec une pondération proportionnelle à la masse (A) de celles-ci. Les droites verticales $\beta_{//} = 0$ permettent de mieux visualiser la séparation avant arrière du QP.

La figure 2.10 regroupe par type de particules, les diagrammes V_{per} - V_{par} portés dans le repère du QP. On observe une forte asymétrie entre l'avant ($\cos\theta > 0$) et l'arrière du QP. Pour l'ensemble des particules situées à l'avant du CM, 77% sont localisées à l'arrière du QP. Ce chiffre est réduit à 70% si on ne considère que les événements ayant une particule à l'avant

	total	arrière	avant
particules	9,62	7,43	2,20 (2,96)
proton	3,12	2,22	0,91 (1,22)
deuton	1,47	1,22	0,25 (0,34)
triton	1,04	0,94	0,10 (0,13)
^3He	0,33	0,24	0,10 (0,13)
^4He	2,84	2,12	0,72 (0,97)
^6He	0,10	0,09	0,01 (0,02)
Li	0,40	0,34	0,06 (0,08)
Be	0,31	0,26	0,05 (0,07)

TAB. 2.3 – Événements compacts avec au moins une particule à l'avant du CM ($M_{part}^{(qp)} > 0$) : récapitulatif des multiplicités moyennes de toutes les particules (première ligne) et par type (lignes suivantes); la première colonne correspond à la multiplicité à l'avant du CM, la deuxième à l'arrière du QP et la troisième à l'avant du QP; les valeurs entre parenthèses correspondent aux événements avec au moins une particule à l'avant du QP ($M_{part}^{(calo)} > 0$).

du QP. Le tableau 2.3 répertorie les multiplicités moyennes par isotope montrant que tous les types de particules ont cette asymétrie. On retrouve, dans des proportions plus importantes, la composante à MR que l'on a mise en évidence pour les fragments. Une sélection dynamique assez forte sur les fragments ne contraint pas l'espace des vitesses des particules. Les informations que l'on a sur les particules ont perdu toute indication de la chronologie de la réaction. Sur ces V_{per} - V_{par} , tous les temps et donc tous les mécanismes de production (pré-équilibre, MR, désexcitation statistique) sont mélangés. On peut comprendre qu'une grande partie des particules à l'arrière du QP ont été produites avant la formation de la source équilibrée et à partir de la zone de recouvrement. Il est donc difficile à partir de ces simples représentations de déduire un lien avec les fragments qui eux peuvent-être affiliés à la désexcitation de la source. Des travaux théoriques [26] en cours cherchent à mettre en évidence les différentes composantes (associées à différents temps caractéristiques) qui contribuent à la production de particules en utilisant les corrélations en vitesse. Cependant la granularité du détecteur ne nous permettrait pas de les appliquer.

On reprend donc une méthode couramment utilisée pour réaliser une calorimétrie du QP [27, 28]. On ne prend en compte que les particules à l'avant du QP et supposant ensuite l'isotropie de désexcitation des sources considérées, on double la contribution de ces particules pour évaluer le nombre total de particules évaporées. À la fin de la collision, le quasi-projectile va, par l'intermédiaire de son potentiel coulombien, empêcher la pollution de l'avant par les particules venant principalement de la zone participante. Cette image n'est qu'approximative mais on peut voir sur la figure 2.11 que les énergies cinétiques moyennes des particules sont à peu-près stables pour les valeurs positives de $\cos\theta$. On conserve cependant pour les valeurs proches de 0, un reste de particules plus énergétiques. On observe pour les Li, Be et tritons, des énergies un peu plus basses pour les angles avant ($\cos\theta > 0,8$) signant peut-être des effets de seuils alors que les ^3He

remontent signant peut-être une émission de pré-équilibre. Dans tous les cas l'ensemble du comportement est très satisfaisant et on est loin des composantes de pré-équilibre mises en évidence pour le système Xe+Sn (figure 1.8). À noter que, du côté négatif, le maximum en énergie puis la redescende vers les $\cos\theta = -1$ est la conséquence du critère de rapidité positive que l'on a appliqué pour définir l'avant du CM. Sous l'hypothèse d'isotropie, le doublement de la contribution des particules est légitime. Cependant dans les cas des faibles multiplicités, on s'attend à ce que cela introduise des fluctuations non physiques amplifiées par cette répartition avant-arrière.

Pour une charge totale détectée à l'avant du CM (Z_{tot}), on peut donc obtenir une forte diminution de la taille de la source (Z_{source}) obtenue après ce doublement des particules à l'avant. A ce point de l'analyse, on voit que la seule information en taille pertinente est la charge totale des fragments (Z_{frag}). Ils ont été dynamiquement contraints et du point de vue de la désexcitation ils constituent le "corps" du QP, duquel proviennent les particules. Avant de passer au calcul de l'énergie d'excitation, on va regarder plus en détail l'effet de la sélection de particules sur la taille de la source en étudiant l'évolution des différentes composantes en taille du système suivant la variable Z_{frag} .

2.4.3 Effet sur la taille de la source.

Quelques précisions sur les notations pour la suite de l'exposé. On distingue les particules à l'avant du CM, à l'avant du QP. Les observables propres à ces deux ensembles seront indexées respectivement (qp) et (avant). Ensuite les observables liées aux particules rentrant dans la calorimétrie seront indexées (calo). On utilise le principe d'isotropie pour avoir une évaluation de la composante à MR des particules : c'est la différence entre les particules à l'avant du CM et celles rentrant en compte dans la calorimétrie.

Ainsi pour les composantes en taille du système on a :

$$\begin{aligned} Z_{\text{tot}} &= Z_{\text{frag}} + Z_{\text{part}}^{(\text{qp})} \\ Z_{\text{part}}^{(\text{calo})} &= 2 Z_{\text{part}}^{(\text{avant})} \\ Z_{\text{source}} &= Z_{\text{frag}} + Z_{\text{part}}^{(\text{calo})} \\ Z_{\text{part}}^{(\text{MR})} &= Z_{\text{part}}^{(\text{qp})} - Z_{\text{part}}^{(\text{calo})} \end{aligned}$$

La figure 2.12 rassemble l'évolution des différentes composantes en taille du QP. Deux droites y ont été superposées pour illustrer la condition en complétude sur la charge totale ($D_1 : Z_{\text{tot}} > 0.80 * Z_{\text{proj}} = 63$) et sur les particules ($D_2 : Z_{\text{part}}^{(\text{qp})} > 0.80 * Z_{\text{proj}} - Z_{\text{frag}}$). La bissectrice permet de visualiser plus aisément les valeurs de Z_{frag} par rapport aux autres composantes. Une première observation est le changement de définition de Z_{tot} . Tant que $Z_{\text{frag}} \geq 50$, on peut encore voir Z_{tot} comme une indication de la taille des sources QP. En deçà de cette valeur, elle sature et perd cette pertinence : elle n'est plus que la charge totale détectée à l'avant du CM. Cette saturation de Z_{tot} vers D_1 se retrouve naturellement pour $Z_{\text{part}}^{(\text{qp})}$ tendant vers D_2 ; ceci s'illustre par une augmentation plus forte du nombre de particules à MR par rapport à celui d'une désexcitation isotrope. En effet jusqu'à $Z_{\text{frag}} = 50$ leur contribution était équivalente et permettait une définition acceptable de la taille des sources. Même si la charge des fragments

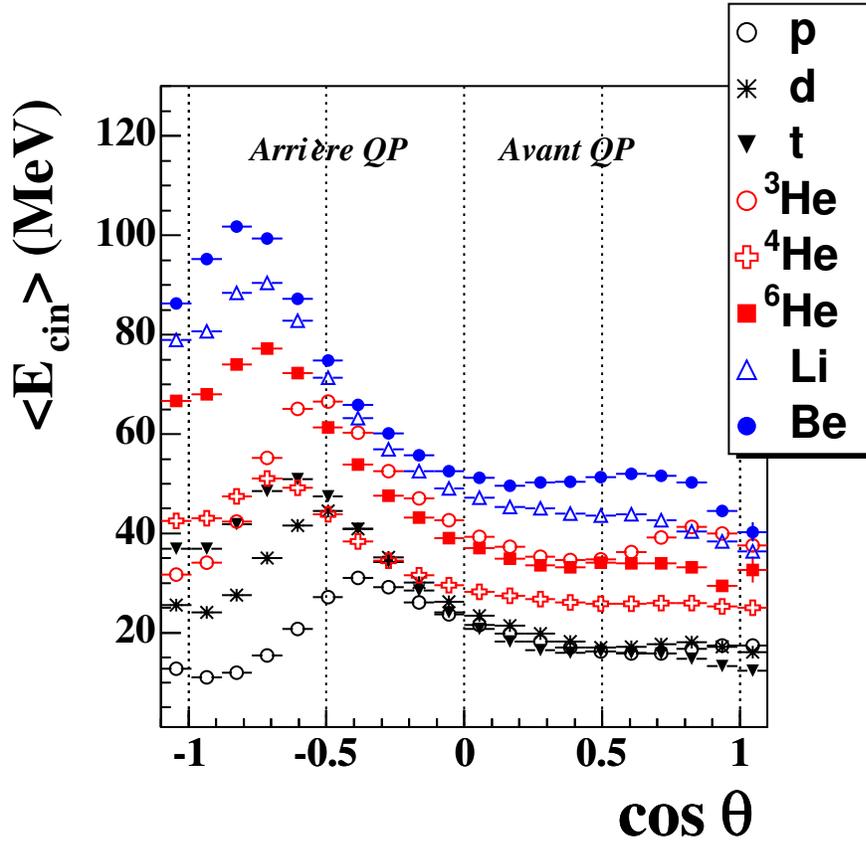


FIG. 2.11 – Évolution des énergies cinétiques moyennes (MeV) des particules en fonction du cosinus de l'angle entre la vitesse des particules et la vitesse du QP dans le repère de celui-ci. On distingue les isotopes d'hydrogène : proton (p), deuton (d) et triton (t), ceux d'hélium (^3He , ^4He et ^6He) ; les lithiums (Li) et bérylliums (Be) sont regroupés sans différenciation suivant la masse ; la valeur $\cos \theta = 0$ délimite l'avant et l'arrière du QP.

est un bon indicateur, on ne peut faire une coupure franche sur cette variable celle-ci induisant une coupure franche sur la taille des fragments surtout pour $M_{\text{frag}} = 1$.

Nous voyons que, sur la large gamme en dissipation que procurent les collisions périphériques, la complétude initiale sur le Z_{tot} ne peut assurer une sélection homogène en taille de source puisqu'elle ne prend en compte que la charge totale à l'avant et n'est pas sensible à la balance entre zone participante et spectatrice. Les événements les plus dissipatifs que l'on associe aux petits Z_{frag} produisent des sources plus petites puisqu'elles résultent d'un recouvrement beaucoup plus grand entre les deux noyaux, la zone d'interaction qui rentre en jeu est beaucoup plus importante, on s'éloigne donc de la charge originelle du projectile.

On arrive ainsi à des extrêmes où la caractérisation des événements devient impossible avec pour $Z_{\text{frag}} < 25$, une contribution à MR des particules plus importante que la somme des charges des fragments et une charge totale des particules plus grande que la charge Z_{source} reconstruite. Pour

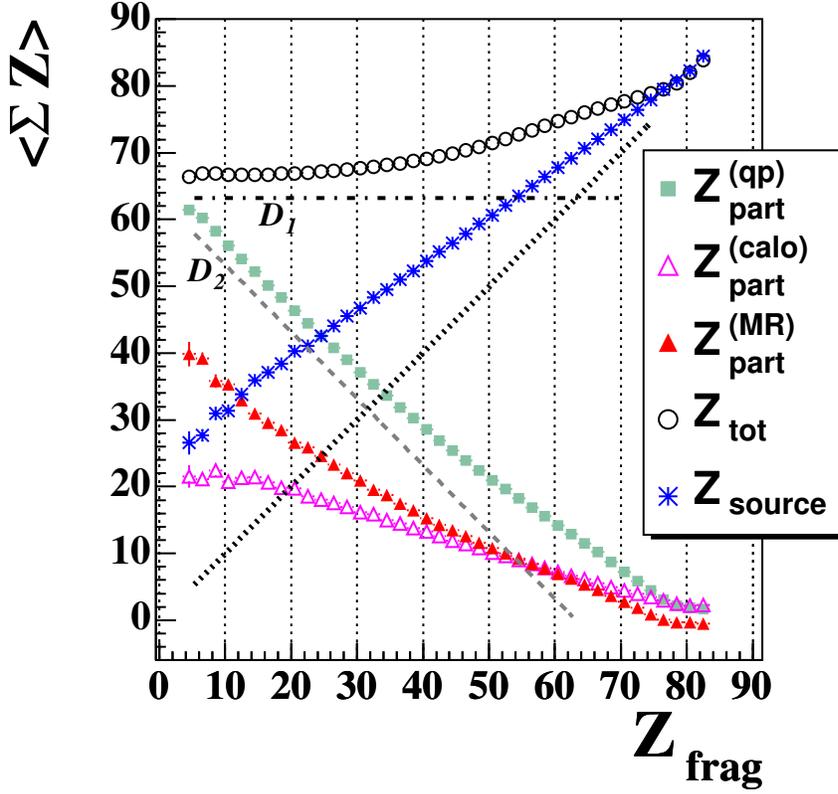


FIG. 2.12 – Événements compacts avec au moins une particule à l'avant : évolution des composantes en taille des évènements en fonction de celle des fragments (Z_{frag}); les deux droites (D_1) et (D_2) illustrent la complétude respectivement sur Z_{tot} et $Z_{part}^{(qp)}$.

les études thermodynamiques présentées par la suite, on a besoin de s'affranchir de ces variations en taille. La question est donc de savoir quelles contraintes doit-on appliquer à cet échantillon d'évènements pour obtenir un compromis entre intervalle en énergie d'excitation suffisant et variation pas trop importante du Z_{source} sur cet intervalle.

2.4.4 Limite de validité de la calorimétrie et sélection en taille.

Nous appliquons l'algorithme de calorimétrie pour obtenir la distribution en énergie d'excitation normalisée à la taille de la source ($E^* = E_s^*/A_s$ en MeV/A). Sur la figure 2.13 sont tracées en noire les distributions en énergie d'excitation (gauche) et en taille de source (droite) des évènements compacts (C). À la distribution de E^* , nous avons superposé les trois grandeurs de l'équation 2.11 : énergie cinétique des chargés ($E_{cin}^c = \sum_{i=1}^{M_c} E_{cin}^{(i)}$), énergie cinétique des neutrons ($E_{cin}^n = M_n T$) et le Q de réaction ($-\Delta Q$). Ces trois variables sont normalisées à la masse de

la source (A_{source}) et exprimées en MeV/A. À la distribution de Z_{source} , nous avons superposé la contribution en taille des fragments (Z_{frag}) et particules ($Z_{\text{part}}^{(\text{calo})}$) rentrant en compte dans la calorimétrie.

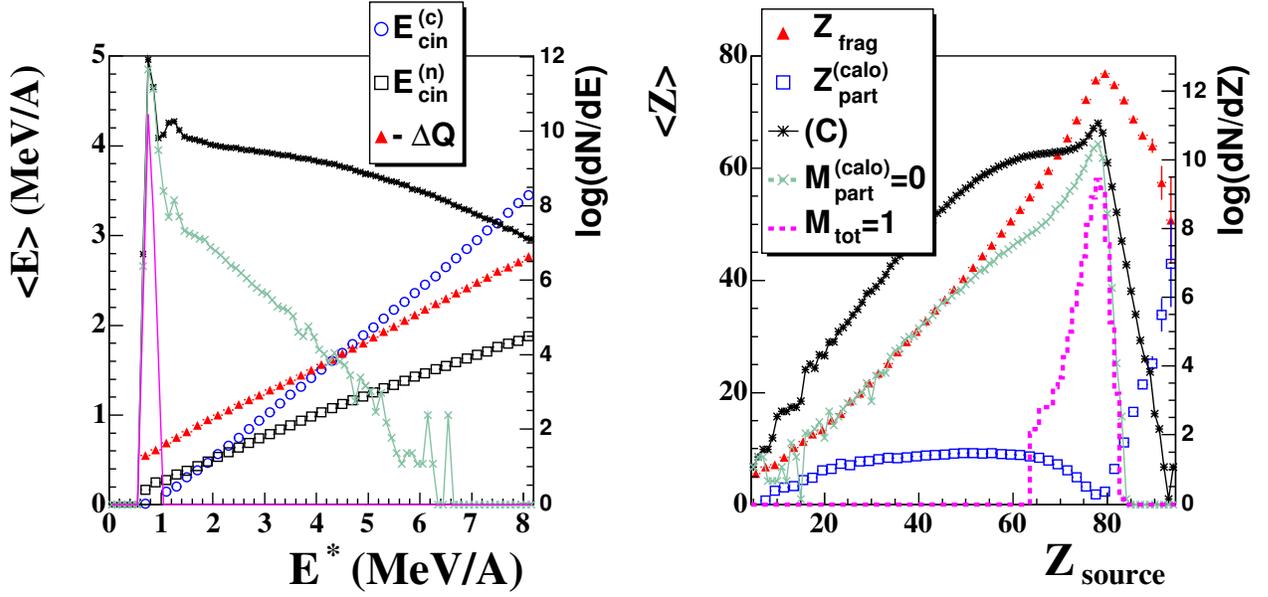


FIG. 2.13 – À g. : distributions en énergie d'excitation des événements compacts (C) et de deux sous-ensembles : $M_{\text{tot}} = 1$ et $M_{\text{part}}^{(\text{calo})} = 0$, l'échelle (logarithmique) associée est celle de droite ; les corrélations (échelle de gauche) correspondent aux termes de l'équation de calorimétrie (voir texte) - à d. : distributions en taille de source des événements compacts (C) et de deux sous-ensembles : $M_{\text{tot}} = 1$ et $M_{\text{part}}^{(\text{calo})} = 0$, l'échelle (logarithmique) associée est celle de droite ; les corrélations (échelle de gauche) correspondent à la contribution des particules et fragments (voir texte).

Pour les petites valeurs de E^* , la calorimétrie est calculée principalement avec les défauts de masse et avec une petite contribution des neutrons ; les énergies cinétiques des chargés ne contribuent qu'au dessus de 1 MeV/A. Ceci se traduit par une discontinuité dans la distribution avec deux pics, l'un autour de 0,8 et l'autre de 1,2 MeV/A. Les deux distributions verte et mauve correspondent à des évènements sans particules à l'avant ($M_{\text{part}}^{(\text{calo})} = 0$) et aux évènements $M_{\text{tot}} = 1$. Les deux contribuent au premier pic et correspondent à des résidus détectés sans particule ou aucune à l'avant. On voit que la distribution de Z_{source} associée est centrée au voisinage de 79. Celle des $M_{\text{tot}} = 1$ est contrainte par la complétude à 63, alors que la distribution des $M_{\text{part}}^{(\text{calo})} = 0$ a aussi une traîne non négligeable jusqu'au plus petites valeurs ($\sim 10 - 20$). Pour $M_{\text{tot}} = 1$, il est clair que la calorimétrie du fait de la non détection des neutrons ne donne pas des résultats fiables. Cependant pour les $M_{\text{part}}^{(\text{calo})} = 0$ ayant une énergie d'excitation supérieure à 1,5 MeV/A, ce n'est pas la calorimétrie qui est en cause mais certains évènements qui ont des configurations assez éloignées de la vision d'une source de désexcitation isotrope. C'est la

sélection sur les particules qui a mis en évidence ces événements qui n'ont pas de particules à l'avant à 3-4 MeV/A. Un autre effet intéressant est $Z_{\text{source}} = 79$ comme axe de symétrie pour les composantes Z_{frag} et $Z_{\text{part}}^{(\text{calo})}$. Ce sont vraisemblablement des événements avec transfert de charge de la cible vers le projectile.

À partir des structures observées précédemment, on applique trois conditions : une minimum pour l'énergie d'excitation $E^* \geq 1,25$ MeV/A et une maximum pour la taille de la source $Z_{\text{source}} \leq 79$ et $M_{\text{part}}^{(\text{calo})} > 0$. Ces coupures permettent d'écartier des configurations spécifiques mais de manière plus générale on voit que la distribution en Z_{source} est très large. Pour restreindre cette distribution, on introduit le rapport $Z_{\text{source}}/Z_{\text{tot}}$ dans l'idée de se servir de la charge totale comme "point d'ancrage" pour contraindre la taille de la source.

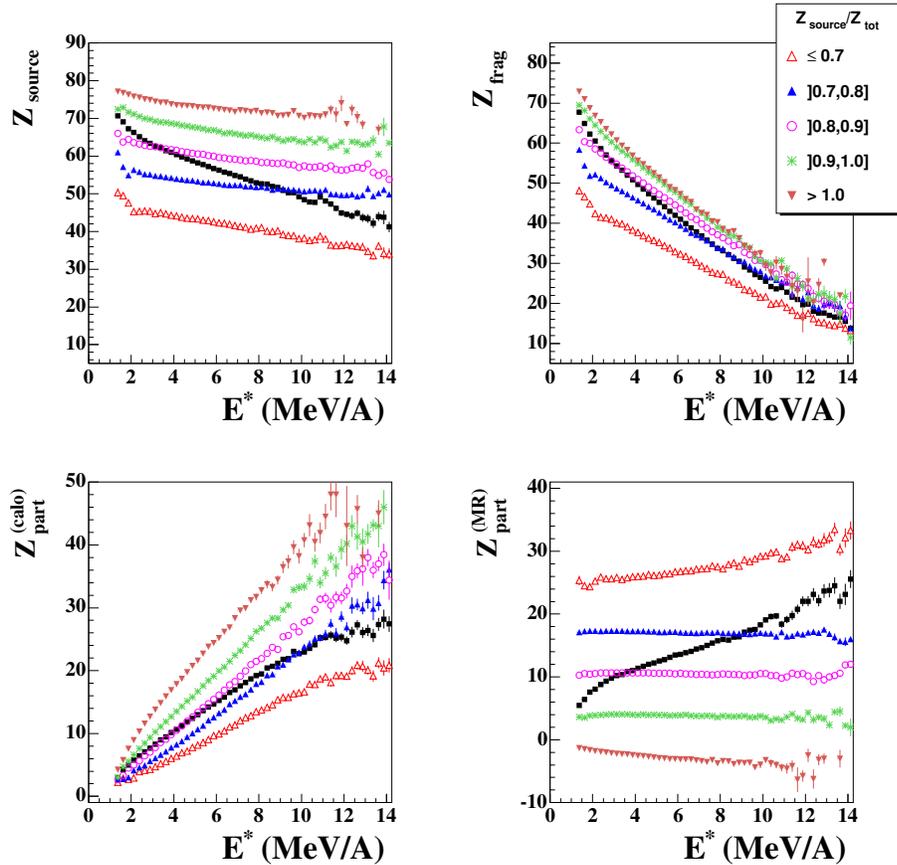


FIG. 2.14 – De g. à d. et de h. en b. : corrélations des valeurs moyennes de la taille de la source (Z_{source}), de la charge des fragments (Z_{frag}), des particules de la calorimétrie ($Z_{\text{part}}^{(\text{calo})}$) et de la contribution à MR de celles-ci ($Z_{\text{part}}^{(\text{MR})}$) en fonction de E^* pour différents intervalles de $Z_{\text{source}}/Z_{\text{tot}}$: ≤ 0.70 , $]0.7, 0.8]$, $]0.8, 0.9]$, $]0.9, 1.0]$ et > 1.0 . Les codes de couleurs sont les mêmes pour les quatre graphiques. Les carrés noirs correspondent aux corrélations sans sélections en $Z_{\text{source}}/Z_{\text{tot}}$.

La figure 2.14 rassemble (avec les trois coupures introduites précédemment) les corrélations en fonction de l'énergie d'excitation, de la taille de source, des fragments, des particules de la calorimétrie et à mi-rapidité et ce, pour différents intervalles de $Z_{\text{source}}/Z_{\text{tot}}$. La corrélation en carrés noirs regroupe tous ces intervalles. Tout d'abord, on note l'existence d'un lot d'événements où le rapport est supérieur à 1. Ces événements ont plus de particules à l'avant qu'à l'arrière. Le fait de doubler les particules crée donc de la charge artificiellement. On ne les prend donc pas en compte. La coupure sur le rapport $Z_{\text{source}}/Z_{\text{tot}}$ est efficace puisqu'elle permet de sélectionner les configurations avec un Z_{source} moyen donné avec pratiquement pas de variation sur toutes la gamme en énergie d'excitation. On n'a pas porté les corrélations entre Z_{tot} et E^* qui sont identiques quel que soit l'intervalle choisi. On retrouve bien l'image d'un système fini de taille constante : si on le divise en deux sous-ensembles, ici, fragments (Z_{frag}) et particules ($Z_{\text{part}}^{(\text{calo})}$), les deux contributions varient à l'inverse l'une de l'autre par compensation. Le comportement des particules de MR est lui aussi très satisfaisant puisque pour une taille de source donnée il est constant sur la plage en énergie d'excitation. Ceci va dans le sens où la MR est complètement décorrélée en temps du phénomène de désexcitation. La richesse des couples (Z_{source}, E^*) que l'on peut obtenir avec les collisions périphériques est impressionnante. Cette richesse conduit directement à de fortes fluctuations sur des variables telles que la taille de source. Pour pouvoir réaliser différentes études concernant aussi bien les signaux de transition de phases (chapitres 3 et 5) que les comparaisons avec des ensembles de sources produites en collisions centrales (chapitre 4), on décide de sélectionner un lot d'événements avec une taille homogène. Pour cela, on s'intéresse aux tailles de source les plus proches possibles de celle du projectile d'or en se restreignant à l'intervalle $Z_{\text{source}}/Z_{\text{tot}} \in]0, 9; 1, 0]$.

Ce dernier lot d'événements sélectionnés, correspondant à **un ensemble de sources équilibrées de taille homogène sur un domaine en énergie d'excitation où la calorimétrie est bien définie, est appelé lot d'événements sources.**

2.4.5 Propriétés générales des événements sources.

Sur la figure 2.15 sont tracées les corrélations de $Z_{\text{source}}, Z_{\text{frag}}, Z_{\text{part}}^{(\text{calo})}$, en fonction de l'énergie d'excitation (E^*). On retrouve la faible variation de la taille de source sur tout l'intervalle. Quand E^* augmente, Z_{frag} diminue, compensée par une augmentation de $Z_{\text{part}}^{(\text{calo})}$. L'énergie thermique plus importante déposée dans la source donne des fragments plus excités qui produisent plus de particules lors de la désexcitation secondaire. Dans le même temps, le nombre de fragments produits augmente et donc la taille moyenne de ceux-ci diminue. Cette évolution quand E^* augmente, aboutit à une saturation de la production de fragments⁸ ($M_{\text{frag}} \sim 2, 8$) pour $E^* \in [7; 9]$ MeV/A et à une inversion de la composition de la source à partir de 9-10 MeV/A : la charge totale des particules est alors plus grande que celle des fragments. Le système tend progressivement vers une production de partitions de charge moyenne de plus en plus petite avec une transition progressive de la multifragmentation vers la vaporisation, mécanisme de désexcitation où le noyau

⁸Le signal concerne ici les partitions secondaires et donc les tailles de fragments après désexcitation. La valeur et position du maximum de production de fragments peuvent-être différentes pour les partitions au Freeze-Out et dépendent naturellement de la définition des fragments (ici $Z \geq 5$).

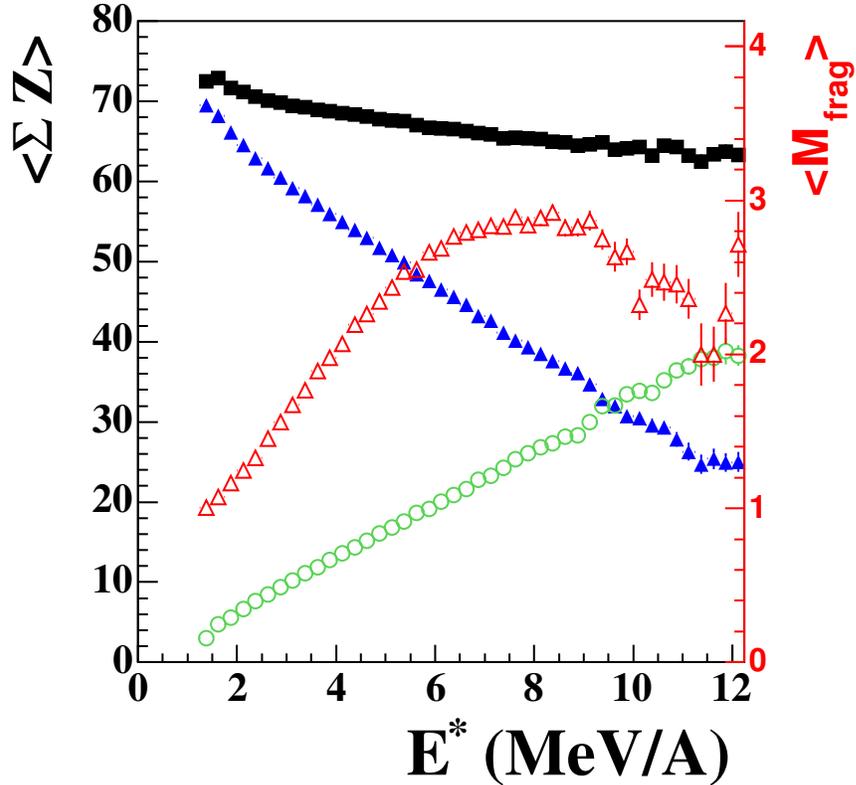


FIG. 2.15 – Évolution en taille des composantes de la source en fonction de l'énergie d'excitation (E^*) : Z_{source} (carrés noirs), Z_{frag} (triangles bleus), Z_{part}^{calo} (ronds verts), l'échelle associée est celle de gauche; évolution de la multiplicité de fragments (M_{frag}) en fonction de E^* , l'échelle associée est celle de droite.

est vaporisé en neutrons et particules chargées légères ($Z=1$ et 2) [29]. L'observation de cette montée-descente de la multiplicité de fragments ("Rise and Fall" dans la littérature) est une des premières signatures expérimentales de la multifragmentation et de la prépondérance de ce mécanisme sur cette gamme en E^* .

L'évolution des distributions en charge des événements et des trois plus gros fragments (Z_1 , Z_2 et Z_3) par intervalle de E^* (figure 2.16) rejoint ces observations. Jusqu'à $E^* = 4$ MeV/A, la distribution en charge possède un minimum (forme en U), puis s'aplatit pour ensuite exhiber une forte pente caractéristique des événements de multifragmentation où tous les fragments ont un rôle similaire. L'évolution de la distribution en charge est complètement conditionnée par celle du Z_1 . Sa distribution très large qui change d'orientation autour de $E^* = 5$ MeV/A est une forte indication du rôle spécifique du plus gros fragment dans la caractérisation des événements.

Ces observations montrent la large exploration du diagramme des phases par les sources produites en collisions périphériques. Si on s'attend à une transition de phases dans les noyaux,

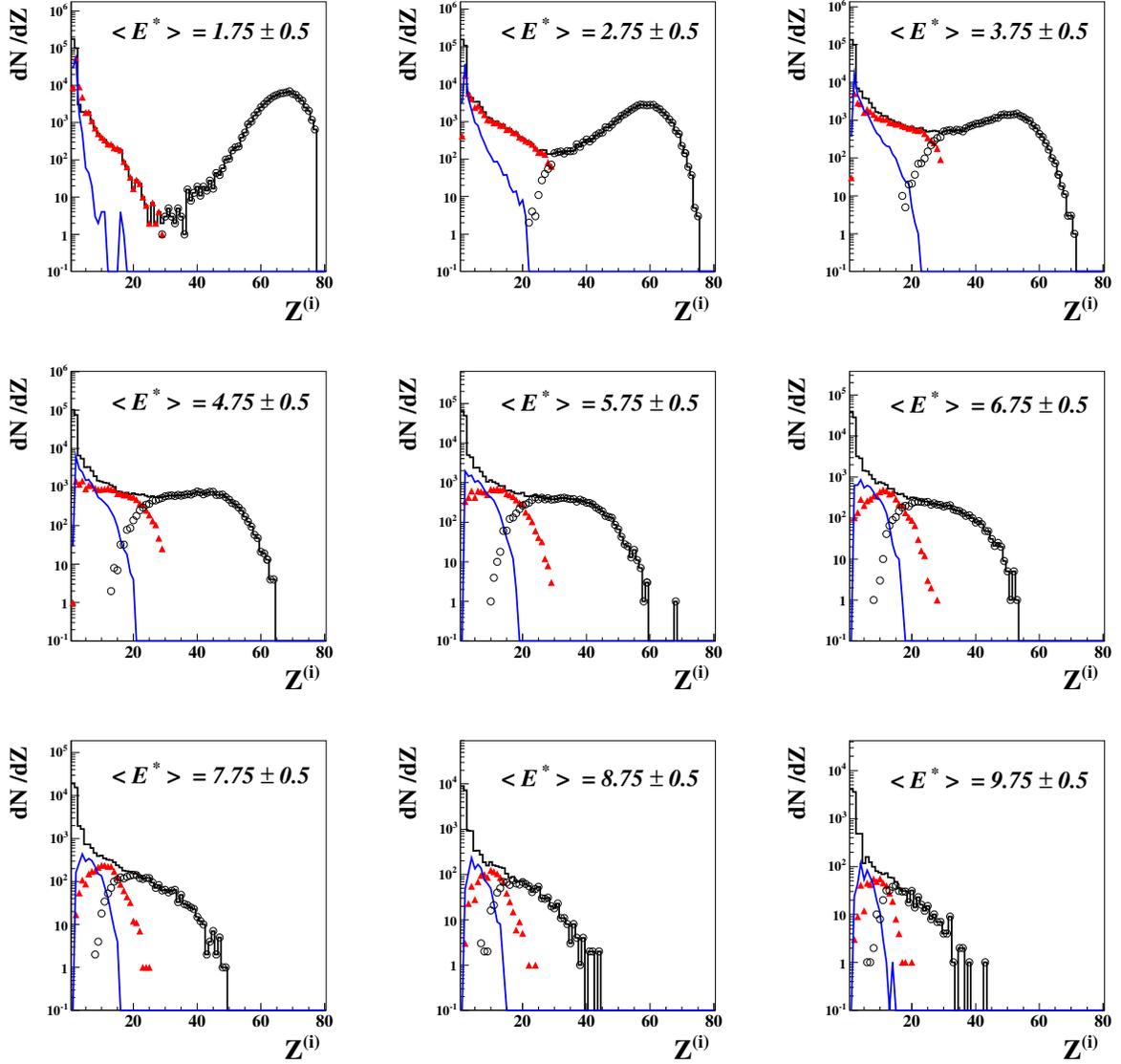


FIG. 2.16 – Évolution par tranche d'excitation de 1 MeV/A, de la distribution de charge (traits noirs), et des trois plus gros fragments : Z_1 (ronds noirs), Z_2 (triangles rouges) et Z_3 (traits bleus). Les valeurs indiquées sur chaque figure sont la valeur centrale et la largeur de l'intervalle en énergie d'excitation considéré.

cette exploration est indispensable pour obtenir des informations sur la localisation de la zone de coexistence dans son ensemble. Dans le chapitre 3, nous allons montrer que le plus gros fragment est une bonne observable (paramètre d'ordre) pour obtenir une information sur la localisation des événements dans le diagramme des phases.

2.5 Conclusion.

Dans ce chapitre nous avons étudié de manière très approfondie les propriétés dynamiques des fragments produits à l'avant du CM dans les collisions périphériques. Partant des événements complets et avec une sélection basée sur un critère de compacité dynamique prenant en compte tous les fragments de chaque événement, nous avons pu mettre en évidence des configurations sans contribution de fragments à mi-rapacité tout en écartant les petits paramètres d'impact où la dénomination de quasi-projectile devenait inappropriée. De cette sélection est ressorti un lot d'événements homogène (événements compacts) dont les fragments correctement caractérisés nous ont servi de point de départ pour la sélection des particules et la calorimétrie. La sélection et le traitement des particules basés sur des études précédentes reposent sur des choix raisonnables (isotropie de désexcitation de la source) qui couplés à une sélection en taille de la source ($Z_{\text{source}}/Z_{\text{tot}} \in]0.90, 1.0]$ et $Z_{\text{source}} < 79$) et à la définition d'un domaine de validité de la calorimétrie ($E^* \geq 1,25 \text{ MeV/A}$, $M_{\text{part}}^{(\text{calo})} > 0$) nous ont permis d'obtenir un ensemble statistique cohérent et homogène d'événements sources sur un intervalle conséquent en énergie d'excitation.

	Nbre	% Complet	% Compact
Complet	1476819	-	-
Compact	991939	67,2	-
$Z_1 Z_2 < 900$	900207	61,0	90,8
$M_{\text{part}}^{(\text{calo})} > 1$	639509	43,3	64,5
$Z_s \leq 79$	580361	39,3	58,5
$E^* \geq 1.25$	563224	38,1	56,8
$Z_s/Z_{\text{tot}} \geq 0.9$	222171	15,0	22,4
$Z_s/Z_{\text{tot}} \leq 1$	197390	13,4	19,9
Source	197390	13,4	19,9

TAB. 2.4 – Coût statistique des différentes sélections appliquées aux événements complets des QP d'Au (ordre chronologique). La première colonne regroupe les nombres d'événements restant après la sélection, la deuxième, le pourcentage par rapport aux événements complets et la troisième, le pourcentage par rapport aux événements compacts.

Ces sélections sont indispensables pour la pertinence des études thermostostatiques réalisées dans la suite de ce travail et le coût statistique en est le prix à payer (tableau 2.4). L'ensemble des sélections (événements sources) correspond à un rejet de 87% des événements complets sélectionnés dans le chapitre 1 (tableau 1.5) et 80% des événements compacts (première partie de ce chapitre).

Chapitre 3

Bimodalité du plus gros fragment dans le quasi-projectile d'or et transition de phases du premier ordre.

3.1 Mise en contexte.

3.1.1 Variables proposées au sein de la collaboration INDRA.

Deux analyses principales ont été réalisées sur les données INDRA pour mettre en évidence un signal de bimodalité.

La première concerne les collisions centrales Xe+Sn [30]. Dans cette analyse une variable mimant la différence de densité entre la partie liquide et gaz de chaque événement est proposée. Celle-ci nécessite l'introduction d'une taille discriminante entre les deux phases. Le comportement bimodal de cette variable est clair et se situe à une énergie incidente de 39 MeV/A. La localisation du signal semble correspondre plus à la sortie de la zone de coexistence, zone déduite du signal de fluctuations anormales des énergies configurationnelles (FAEC, voir chapitre 5 et références mentionnées).

Une deuxième analyse [31, 32], concernant l'étude des quasi-projectiles de Xe et d'au, propose une mise en commun des signaux de transition de phases. Concernant la bimodalité, l'observable reliée, ici, au paramètre d'ordre de la transition est l'asymétrie entre les deux plus gros fragments (Z_{asym}). L'observation de la distribution bimodale de cette observable permet ensuite la discrimination des deux phases pour étudier leur comportement respectif. Cette analyse ne permet pas d'obtenir, à partir de l'étude de la bimodalité, une information quantitative sur la zone de coexistence. Cette dernière n'est déduite qu'à partir du signal de FAEC. Le choix de Z_{asym} est en grande partie motivé par sa forte corrélation avec le plus gros fragment (Z_1), mais il est dommage de ne pas avoir fait l'étude du Δ -scaling sur Z_{asym} pour confirmer le choix de cette variable. La prise en compte seulement des deux premiers fragments pour définir l'observable est discutable surtout lorsque le lot d'événements n'a pas une taille homogène. On verra d'ailleurs dans le chapitre 4 que, si l'asymétrie en charge est une très bonne représentation des partitions, elle ne possède pas un comportement similaire, contrairement au Z_1 , que l'on soit en collisions

centrales ou périphériques. Ceci, si on part de l’hypothèse que la transition de phases dans les noyaux est la même quel que soit le mode de production, est un peu handicapant pour une observable censée décrire un paramètre d’ordre.

Concernant la discussion sur le lien entre bimodalité et transition de phases [33–36], dans les collisions d’ions lourds, une hypothèse avancée dans [37] est le rôle primordial du moment angulaire dans l’observation du signal. Cette hypothèse est développée à l’aide du générateur d’événements HIPSE [38]. La difficulté concerne la mise en évidence expérimentale de la présence de moment angulaire dans les données pour infirmer ou confirmer cette hypothèse.

3.1.2 Hypothèses de départ et raisonnement général.

Dans la présente analyse, on part d’un ensemble d’événements correspondant à des sources équilibrées de taille homogène.

Si on se place dans le cas où le système subit une transition de phase avec chaleur latente, l’énergie est paramètre d’ordre de cette transition. Ceci implique [39] que l’entropie de Boltzmann ($S = \log W$), représentée en fonction de l’énergie, présente une région convexe dans la zone de transition. Pour l’observer expérimentalement, il faudrait a priori réaliser l’étude de la bimodalité dans un ensemble où la distribution d’énergie reflète sans biais l’entropie de Boltzmann. Un tel ensemble est par exemple fourni par l’ensemble canonique [33–36] où les fluctuations d’énergie sont contrôlées par les échanges avec un thermostat, et la convexité de la distribution d’énergie coïncide avec la convexité de l’entropie. Dans les collisions périphériques l’énergie est libre de fluctuer, mais sa distribution est essentiellement déterminée par la dynamique de la voie d’entrée. On verra dans la suite que la distribution de l’énergie est biaisée aux hautes dissipations du fait des effets de voie d’entrée. Il nous faut donc introduire une variable suffisamment corrélée à l’énergie, et en même temps s’affranchir du biais induit par la distribution expérimentale d’énergie déposée pour mettre en évidence le signal de bimodalité. Le Z_1 étant une bonne estimation de l’énergie thermique [40] quel que soit le mode de production et la taille du système (chapitre 4 et 5 de cette thèse), on le choisit et on étudiera la corrélation expérimentale $Z_1 - E^*$. La méthode choisie pour mettre en évidence le signal est la renormalisation de cette corrélation sous la contrainte d’une distribution équiprobable de E^* . Si les deux variables sont trop corrélées ou si l’évaluation de E^* n’est pas assez précise, la procédure pourrait tuer cette bimodalité. Le fait que celle-ci soit observée fait ressortir le rôle spécifique du Z_1 malgré la contrainte en taille imposée au système.

Cette bimodalité du Z_1 n’est pas un effet de taille et tend à montrer le caractère volumique de la multifragmentation. De ceci découle un possible lien entre la densité, véritable paramètre d’ordre de type Liquide-Gaz et le Z_1 qui refléterait donc une combinaison entre les deux paramètres d’ordre : énergie et densité.

Son comportement spécifique s’illustre aussi dans le signal du Δ -scaling [41, 42], phénomène de criticité traduisant dans les systèmes infinis, une transition du deuxième ordre. Pour les systèmes finis, différents travaux théoriques ont montré le rôle important des effets de taille dans ce type de signaux, et le caractère ambigu des conclusions que l’on peut en tirer concernant l’ordre de la transition [43–45]. Leurs observations en cohérence avec les signaux du premier ordre ne sont donc pas contradictoires [46]. **Ainsi l’observation simultanée de la bimodalité et du signal**

de FAEC semble être un des moyens pour obtenir une information fiable sur l'ordre de la transition que subissent les noyaux. Leur mise en évidence permettrait aussi d'obtenir des informations sur la zone de coexistence de deux manières différentes.

3.2 Premières observations du comportement du Z_1 .

Avant de débiter l'analyse thermostatique des événements permettant de déterminer l'intérêt du plus gros fragment (Z_1) de chaque événement dans la description de la transition de phases que subit le noyau, nous revenons sur les sélections que nous avons appliquées précédemment pour visualiser l'effet sur les distributions de celui-ci. Hormis les restrictions nécessaires à la pertinence de la calorimétrie, la réduction de données appliquée concerne essentiellement **la configuration dynamique des événements et la taille de la source reconstruite**.

3.2.1 Effet du critère de compacité.

En haut à gauche de la figure 3.1, les distributions de Z_1 correspondant aux événements complets, compacts et sources sont superposées. La distribution associée aux complets est bimodale avec deux pics localisés à $Z_1 \sim 79$ et $Z_1 \sim 12$. Le pic aux petites valeurs de Z_1 est remplacé par un épaulement lorsque le critère de compacité est appliqué. Cet effet de la sélection rejoint les observations faites dans la première partie du chapitre précédent. La dissipation augmentant (correspondant ici à une diminution du Z_1), la sélection de QP bien définis, i.e. compacts et suffisamment éloignés du CM, devient impossible. Les corrélations entre β_{qp} et Z_1 portées en bas à gauche de la figure, pour les deux classes d'événements, illustrent parfaitement ce propos avec une accumulation statistique très importante des événements complets dans la zone ($Z_1 < 30$ et $\beta_{qp} < 0,1$). Ceci correspond exactement à la remontée de la distribution de Z_1 et la formation du pic. Les événements compacts ont eux une répartition homogène au-dessus de $\beta_{qp} = 0,12$. On y devine une légère corrélation, due à la diminution du paramètre d'impact, qui est cette fois contrôlée. On a donc bien des petits Z_1 associés à une multifragmentation de QP bien définis mais en quantité beaucoup moins importante.

La distribution bimodale des événements complets reflète donc principalement une transition entre les collisions les plus périphériques produisant un gros résidu et des collisions très dissipatives. C'est un effet de géométrie des collisions qui ne peut être associé au formalisme d'une transition de phases d'un système équilibré.

La distribution des événements compacts illustre clairement l'effet de la voie d'entrée de la réaction : les grands paramètres d'impact sont favorisés par rapport aux valeurs intermédiaires. On a donc en voie de sortie un biais inévitable sur les dissipations et les énergies déposées dans les sources. Si Z_1 est paramètre d'ordre de la transition de phases ayant lieu dans les noyaux, que celle-ci est du premier ordre, et que les collisions parcourent l'espace des phases suffisamment pour échantillonner toute la zone de coexistence, une simple réduction statistique du peuplement de certaines régions de ce diagramme peut-être contrebalancée par une renormalisation. En effet une distribution bimodale est complètement tributaire d'un peuplement suffisant des deux phases.

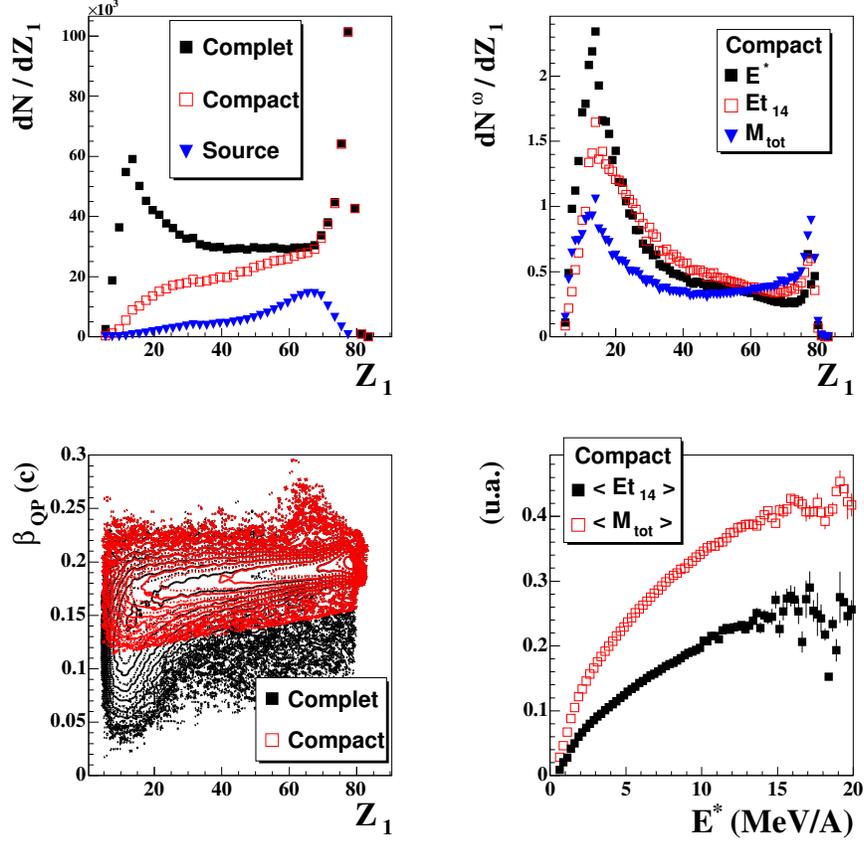


FIG. 3.1 – *En haut* : à g. : Distributions du plus gros fragment (Z_1) des événements complets, compacts et sources - à d. : Distributions du Z_1 des événements compacts après renormalisation suivant l'énergie d'excitation (E^*), l'énergie transverse des particules de la cible (Et_{14}) et la multiplicité totale à l'avant du CM (M_{tot}). *En bas* : vitesse de la source reconstruite β_{qp} en fonction de Z_1 pour les événements complets (contours noirs) et compacts (contours rouges) - à d. : corrélation pour les événements compacts entre M_{tot} (normalisée à la charge de l' Au) et Et_{14} normalisée à l'énergie disponible dans le CM de la réaction multipliée par 3.

La troncature agissant essentiellement sur les grandes dissipations associées aux petits Z_1 , on décide de redonner un même poids statistique à toutes les dissipations. Pour cela on choisit comme variable de dissipation l'énergie d'excitation E^* et on renormalise sa distribution à une distribution plate pour que toutes les valeurs de E^* soient équiprobables (éq. 3.1 à 3.4). Pour chaque valeur de E^* , $P^{(\text{exp})}(E^*, Z_1)$, la distribution de Z_1 sera ainsi pondérée par un facteur $\omega(E^*)$. Dans la suite toute les distributions renormalisées seront indexées par un ω .

$$P^{(\text{exp})}(Z_1) = \int P^{(\text{exp})}(E^*, Z_1) dE^* \quad (3.1)$$

$$\omega(E^*) = \left(\int_{Z_1^{\min}}^{Z_1^{\max}} P^{(\text{exp})}(E^*, Z_1) dZ_1 \right)^{-1} \quad (3.2)$$

$$P_{\omega}^{(\text{exp})}(E^*, Z_1) = P^{(\text{exp})}(E^*, Z_1) \times \omega(E^*) \quad (3.3)$$

$$P_{\omega}^{(\text{exp})}(Z_1) = \int P_{\omega}^{(\text{exp})}(E^*, Z_1) dE^* \quad (3.4)$$

Les distributions renormalisées de Z_1 ($P_{\omega}^{(\text{exp})}(Z_1)$) portées dans la partie en haut à droite de la figure 3.1. illustrent l'effet de cette renormalisation. La distribution associée aux événements compacts est à présent bimodale. Les petits Z_1 résultant de la multifragmentation ont une statistique faible mais suffisante pour ressortir lors de la renormalisation. Ce résultat montre qu'une renormalisation suivant une variable de dissipation permet de s'affranchir des effets de la voie d'entrée. Les deux autres courbes tracées sont obtenues en utilisant comme variable de renormalisation la multiplicité totale à l'avant du CM de masse (M_{tot}) et l'énergie transverse des particules à l'arrière du CM (côté cible) Et_{14} . On obtient des distributions de Z_1 équivalentes avec cependant un pic à faible Z moins prononcé du fait qu'à haute dissipation ces deux variables saturent par rapport à E^* . De manière générale, c'est la corrélation entre Z_1 et la variable de dissipation choisie qui conditionne la forme de la distribution renormalisée du Z_1 ¹. La persistance du signal en utilisant Et_{14} est très importante car celle-ci ne contient, par construction, aucune corrélation avec le plus gros fragment de la source. Ceci est une forte indication que le biais en dissipation est l'unique cause de la non observation de la distribution bimodale du Z_1 .

3.2.2 Des événements "compacts" aux événements "sources".

Après ce premier résultat qualitatif, il est important de s'intéresser à l'effet des contraintes (domaine où la calorimétrie est pertinente et contrôle des variations importantes de la taille de la source reconstruite) qui nous ont permis de définir les événements sources qui seront notre base de travail dans la suite. Si on regarde les distributions de Z_1 associées aux événements compacts et sources (figure 3.1, en h à g.), le pic à grand Z_1 a disparu. Il est remplacé par une bosse centrée vers 65. Cette perte est due à la borne inférieure imposée à l'énergie d'excitation et à la condition minimale qu'une particule rentre en compte dans celle-ci (figure 2.13). Ces deux conditions écartent principalement les gros résidus produits dans les collisions très périphériques. La contrainte en taille $Z_{\text{source}}/Z_{\text{tot}} \in [0, 9; 1, 0]$ a plutôt un effet homogène avec une perte de statistique sur toute la gamme en Z_1 . Sur la partie gauche de la figure 3.2, on a porté le comportement de la taille de source en fonction du Z_1 pour les deux lots d'événements. Pour les événements compacts, la large gamme de variation Z_{source} avait été observée sur la figure 2.13 mais avec toutes les dissipations confondues. Ici on voit que pour les petits Z_1 les variations de la taille de source sont les plus importantes. Ceci provoque une corrélation entre les deux variables. La contrainte en taille des événements sources permet de se restreindre à une bande plus fine et

¹Si on effectue la renormalisation par rapport à l'énergie transverse des particules à l'avant du CM, on obtient une distribution du Z_1 normalisée superposable à celle obtenue avec E^* , indiquant la nette corrélation entre ces deux observables.

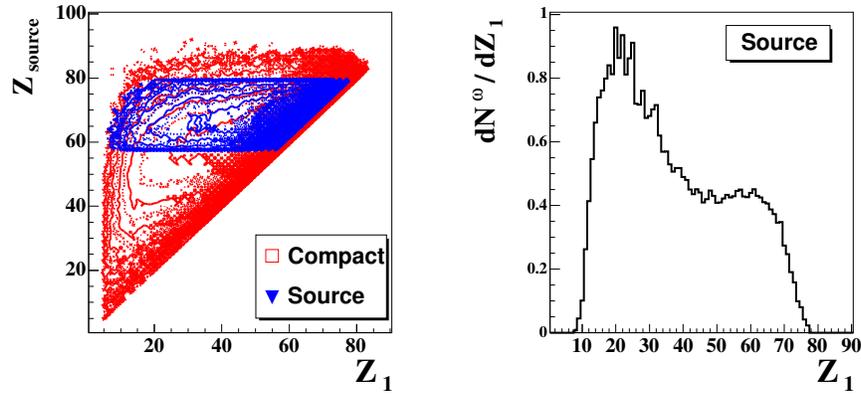


FIG. 3.2 – À g. : taille de la source reconstruite (Z_{source}) en fonction de Z_1 pour les événements compacts (contours rouges) et sources (contours bleus). À d. : distribution du Z_1 des événements sources après renormalisation suivant l'énergie d'excitation (E^*). La renormalisation est réalisée sur l'intervalle $[1,25;9,75]$ MeV/A.

ainsi de s'affranchir des fluctuations de taille de source. Sur la partie droite, la distribution renormalisée du Z_1 en fonction de E^* est encore bimodale avec un comportement beaucoup plus proche d'une double gaussienne. Le pic vers $Z_1 = 60$ (pic liquide) est moins marqué que celui centré à 20 (pic gaz) illustrant seulement l'intervalle sur lequel est réalisée la renormalisation $[1,25;9,75]$ MeV/A, qui privilégie les événements "gaz". Cette dénomination "liquide-gaz" se réfère à la transition du même nom. Nous pouvons à présent utiliser cette dénomination car le signal observé sur les événements sources n'est ni dû à un effet résiduel de la dynamique des collisions ni à une corrélation avec la variation de la taille de source. On peut le relier à une distribution d'un paramètre d'ordre d'un système équilibré ayant subi une transition de phases du premier ordre.

Le seul bémol est l'effet de la renormalisation. Notre hypothèse de départ considère la non observation de la bimodalité comme un effet de la troncature en dissipation. Une autre explication pourrait être que la distribution n'a jamais été bimodale et que c'est la renormalisation qui l'a créée. Pour lever l'ambiguïté nous avons besoin d'un formalisme qui peut nous fournir une bonne description des deux cas : distributions résultant ou non d'une transition du premier ordre. On pourra ensuite appliquer la renormalisation sur ces deux distributions et par comparaison avec les données expérimentales confirmer ou infirmer le signal observé. La description utilisée par la suite est une description thermostatistique d'une transition de phases dans l'ensemble canonique. Nous allons débiter cette description en introduisant la théorie de l'information. Celle-ci permet, à partir de l'entropie et du postulat de l'information minimum, de donner une définition générale de l'ensemble canonique. À partir de cet ensemble canonique défini par la connaissance des observables énergie d'excitation (E^*) et plus gros fragment (Z_1), on déduira les probabilités canoniques de ces observables ($P^{(can)}(E^*, Z_1)$) pour les comparer à la distribution expérimentale ($P^{(exp)}(E^*, Z_1)$) après leur avoir appliqué la même renormalisation.

3.3 Physique statistique et théorie de l'information.

3.3.1 Entropie de Shannon.

La théorie de l'information a été introduite par Shannon, Weaver et Janes [47, 48]. Elle permet de quantifier le manque d'information que l'on a d'un système complexe. Cette mesure passe par la notion d'entropie. L'entropie de Shannon est construite sur l'hypothèse de l'additivité de l'information (information acquise lorsque l'un des événements possibles se réalise). Pour un système décrit par une loi de probabilité $(\{p_\lambda, \lambda = 1, M\})$, elle s'écrit $S = -k \sum_{\lambda=1}^M p_\lambda \ln p_\lambda$. En physique statistique, l'entropie peut être construite à partir des opérateurs densités \hat{D} qui rassemblent toute l'information sur l'état du système [39]. $\hat{D} = \sum_\lambda |\Psi_\lambda\rangle \theta_\lambda \langle \Psi_\lambda|$ où $|\Psi_\lambda\rangle$ représente un des états accessibles par le système avec une probabilité $\theta_\lambda (=p_\lambda)$. Lorsque toutes les probabilités sont nulles sauf une, l'information est maximale et $S=0$, le système se réduit à un état pur. À partir de deux états accessibles associés à des probabilités non nulles, on parle de mélange statistique. La représentation de cet opérateur densité se fait dans une base orthonormée $\{|k\rangle\}$ de l'espace de Hilbert ε_H du système. Dans cette base, ces éléments de matrice s'écrivent $\langle k | \hat{D} | k' \rangle = \sum_\lambda \langle k | \Psi_\lambda \rangle \theta_\lambda \langle \Psi_\lambda | k' \rangle$ avec $\text{Tr}(\hat{D})=1$ reflétant la normalisation des probabilités. La valeur moyenne $\langle A \rangle$ des mesures d'une observable \hat{A} s'écrit $\text{Tr}(\hat{D}\hat{A})$. Suivant cette description, l'entropie du système définie par cet opérateur densité, s'écrit $S = -k\text{Tr}(\hat{D}\ln\hat{D})$. Dans la suite on prendra la constante de Boltzmann $k=1$.

3.3.2 Postulat de la physique statistique.

Le principe fondateur de la physique statistique réside dans la maximisation de l'entropie d'un système. Il est formulé par un postulat : parmi toutes les distributions statistiques compatibles avec les données existantes, on doit décrire l'état du système par celle qui correspond à la plus grande valeur de l'entropie statistique i.e. celle qui contient l'information minimum [39, 43]. En effet, un autre choix biaiserait cette description puisque l'on introduirait un ordre arbitraire. **Si nous n'avons aucune information sur le système l'entropie est maximum et correspond à une équiprobabilité des états $|\Psi_\lambda\rangle$, nous donnant $S = \ln W$ où W est le nombre d'états accessibles par le système : c'est l'entropie de Boltzmann.** Si nous avons à notre disposition des données certaines sur le système (lois de conservation), il faut les prendre en compte dans la définition de l'espace de Hilbert associé au système. Ce dernier sera plus restreint que dans le cas où le système est complètement libre mais l'entropie sera encore construite sur l'hypothèse d'équiprobabilité.

3.3.3 Maximisation de l'entropie sous contraintes.

Si nous avons des renseignements de nature statistique, ceux-ci vont nous permettre de caractériser l'état d'équilibre du système. Ces informations vont restreindre le choix de l'opérateur densité par les relations $\text{Tr}(\hat{D}\hat{A}_k) = \langle A_k \rangle$ avec $k=1, N_{\text{obs}}$ où N_{obs} est le nombre d'observables \hat{A}_k connues en moyenne, en intervenant dans la maximisation de l'entropie. Cette maximisation est réalisée par la méthode des multiplicateurs de Lagrange : on demande que la fonction Y

(définition 3.5) vérifie la relation $\delta Y = 0$. Cette condition de stationnarité nous donne la relation 3.6 pour l'opérateur densité. La constante $Z_{\{\lambda\}}$ (définition 3.7), constante de normalisation imposée par $\text{Tr}(\hat{D})=1$, est appelée fonction de partition associée à l'ensemble statistique d'équilibre où les observables \hat{A}_k sont fixées en moyenne. De cette relation sont déduites les équations d'état reliant la valeur moyenne des observables à leurs paramètres de Lagrange associés (éq. 3.8).

$$Y = S(\hat{D}) - \sum_k \lambda_k \text{Tr}(\hat{D}\hat{A}_k) - \lambda_o \text{Tr}(\hat{D}\hat{A}_o) \quad (3.5)$$

$$\delta Y = 0 \rightarrow \hat{D} = \frac{1}{Z_{\{\lambda\}}} e^{-\sum_k \lambda_k \hat{A}_k} \quad (3.6)$$

$$Z_{\{\lambda\}} = \text{Tr}(e^{-\sum_k \lambda_k \hat{A}_k}) \quad (3.7)$$

$$\langle A_k \rangle = -\frac{\partial \ln Z}{\partial \lambda_k} \quad (3.8)$$

$$S(\{\langle A \rangle\}) = -\text{Tr}(\hat{D} \ln \hat{D}) = \ln Z_{\{\lambda\}} + \sum_k \lambda_k \langle A_k \rangle \quad (3.9)$$

$$\lambda_k = \frac{\partial S}{\partial \langle A_k \rangle} \quad (3.10)$$

L'expression (3.11) de la fonction de partition fait intervenir explicitement le nombre d'états accessibles par le système pour un jeu de valeurs d'observables donné ($W(\{A\})$). Cette relation n'est rien d'autre qu'une transformée de Laplace entre $Z_{\{\lambda\}}$ qui dépend explicitement des paramètres de Lagrange et $W(\{A\})$, directement relié à l'entropie de Boltzmann dépendant des observables. **Cette transformation permet ainsi de faire le lien entre deux ensembles statistiques, l'un où l'observable est connue seulement en moyenne (ensemble canonique) et l'autre où celle-ci est fixée par une loi de conservation (ensemble microcanonique).** Une autre relation entre potentiels thermodynamiques, concernant cette fois un même ensemble, est déduite d'une transformée de Legendre (éq. 3.9) et permet de relier l'entropie (S) à sa fonction de partition. On obtient les équations d'états inversées (éq. 3.10). Les variables pertinentes pour décrire $Z_{\{\lambda\}}$ et S sont respectivement les paramètres de Lagrange et les valeurs moyennes des observables².

$$Z_{\{\lambda\}} = \text{Tr}(e^{-\sum_k \lambda_k \hat{A}_k}) = \int \dots \int W(\{A\}) e^{-\sum_k \lambda_k A_k} dA_1 \dots dA_{N_{\text{obs}}} \quad (3.11)$$

$$W(\{A\}) = \sum_n \delta(A_1^{(n)} - A_1, \dots, A_{N_{\text{obs}}}^{(n)} - A_{N_{\text{obs}}})$$

3.3.4 Ensemble canonique dans l'espace E^* , Z_1 .

Dans la suite de l'exposé, les deux observables utilisées sont la taille du plus gros fragment et l'énergie d'excitation, couple de variables expérimentales qui nous a permis de mettre en

²Dans un système fini, l'équivalence entre les deux transformations, Legendre et Laplace i.e. l'équivalence entre canonique et microcanonique, n'est en général pas vérifiée [43, 49].

évidence le signal de bimodalité précédent³ Après avoir rappelé le formalisme de la théorie de l'information nous allons donc nous restreindre à un ensemble canonique de ces deux observables. Leur paramètre de Lagrange associé seront respectivement β et μ .

3.4 Construction de la surface d'entropie microcanonique et probabilité canonique.

3.4.1 Description d'une phase homogène.

Dans l'ensemble canonique (où E^* et Z_1 sont connus en moyenne), un système dans une phase homogène est caractérisé par ses paramètres de Lagrange. On a donc pour la distribution de probabilité canonique $P_{\beta\mu}^{\text{can}}$ l'expression 3.12. Chaque couple (β, μ) définit la position du maximum de la distribution suivant les équations d'état (3.8). La construction de l'entropie S_{micro} en fonction de E^* et Z_1 est réalisée par un développement de Taylor (éq. 3.13) de celle-ci autour du maximum de $P_{\beta\mu}^{\text{can}}$ et permet de déduire une expression analytique de $P_{\beta\mu}^{\text{can}}$: ce développement est appelé dans la littérature approximation de point-selle.

$$P_{\beta\mu}^{\text{can}}(E^*, Z_1) = \frac{1}{Z_{\beta\mu}^{\text{can}}} e^{S_{\text{micro}}(E^*, Z_1) - \beta E^* - \mu Z_1} \quad (3.12)$$

$$\text{avec } Z_{\beta\mu}^{\text{can}} = \int \int e^{S_{\text{micro}}(E^*, Z_1) - \beta E^* - \mu Z_1} dE^* dZ_1$$

$$\begin{aligned} S_{\text{micro}}(E^*, Z_1) &\sim S_{\text{micro}}(E_\beta, Z_\mu) + (E^* - E_\beta) \frac{\partial S}{\partial E^*} \Big|_{E_\beta} + (Z_1 - Z_\mu) \frac{\partial S}{\partial Z_1} \Big|_{Z_\mu} \\ &+ \frac{1}{2} (E^* - E_\beta)^2 \frac{\partial^2 S}{\partial E^{*2}} \Big|_{E_\beta} + \frac{1}{2} (Z_1 - Z_\mu)^2 \frac{\partial^2 S}{\partial Z_1^2} \Big|_{Z_\mu} + (E^* - E_\beta)(Z_1 - Z_\mu) \frac{\partial^2 S}{\partial E^* \partial Z_1} \Big|_{E_\beta, Z_\mu} \end{aligned} \quad (3.13)$$

$$\Gamma_{\text{micro}}^{-1} \equiv \frac{\partial S}{\partial E^*} \Big|_{E_\beta} = \beta \quad \text{G}_{\text{micro}} \equiv \frac{\partial S}{\partial Z_1} \Big|_{Z_\mu} = \mu \quad (3.14)$$

Le terme d'ordre 0, valeur de l'entropie microcanonique au point (E_β, Z_μ) , et les termes d'ordre 1 sans dépendance en énergie ou en Z_1 disparaissent avec la normalisation. Les termes $E^* \frac{\partial S}{\partial E^*} \Big|_{E_\beta}$ et $Z_1 \frac{\partial S}{\partial Z_1} \Big|_{Z_\mu}$ se compensent avec les facteurs de Boltzmann du fait de l'équivalence des paramètres de Lagrange des ensembles canonique et microcanonique au maximum de la distribution (égalité 3.14). L'expression de $P_{\beta\mu}^{\text{can}}$ peut se réécrire suivant l'équation 3.15 et dépend uniquement des coefficients de courbure de l'entropie $C_S = \{c_{ij}\} = \{\frac{\partial^2 S}{\partial A_i \partial A_j}\}$. L'approximation de point-selle réalisée pour une entropie dépendant d'une seule observable (E^*, β) est décrite dans l'annexe D.1, et permet d'aboutir à une gaussienne pour $P_{\beta\mu}^{\text{can}}$. Dans le cas présent on considère donc $P^{(\text{s.g.})}(E^*, Z_1)$ (définition 3.16) qui est l'expression à 2 dimensions d'une gaussienne centrée

³L'énergie est un paramètre d'ordre des transitions de phases avec chaleur latente comme celle de type Liquide-Gaz. Le comportement de Z_1 comme paramètre d'ordre dans cette transition LG pourrait s'expliquer par sa corrélation avec la densité, paramètre d'ordre théorique.

sur (E_β, Z_μ) avec des largeurs $(\sigma_{E^*}, \sigma_{Z_1})$ et un coefficient de corrélation $\rho \in]-1; 1[$ entre les deux variables. Pour faire le lien entre les éléments de la matrice variance-covariance Σ de cette fonction et les coefficients de courbure de l'entropie on procède par identification (égalité 3.18) des deux exponentielles.

$$P_{\beta\mu}^{\text{can}}(E^*, Z_1) = \frac{1}{Z_{\beta\mu}^{\text{can}}} e^{\left. \frac{1}{2}\delta E^2 \frac{\partial^2 S}{\partial E^{*2}} \right|_{E_\beta} + \left. \frac{1}{2}\delta Z^2 \frac{\partial^2 S}{\partial Z_1^2} \right|_{Z_\mu} + \left. \delta E \delta Z \frac{\partial^2 S}{\partial E^* \partial Z_1} \right|_{E_\beta, Z_\mu}} \quad (3.15)$$

$$P^{(\text{s.g.})}(E^*, Z_1) = \frac{1}{\sqrt{2\pi \det \Sigma}} e^{-\frac{1}{2} \vec{x} \Sigma^{-1} \vec{x}} \quad (3.16)$$

$$\vec{x} = \begin{pmatrix} \delta E \\ \delta Z \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \Sigma = \begin{pmatrix} \sigma_E^2 & \rho \sigma_E \sigma_Z \\ \rho \sigma_E \sigma_Z & \sigma_Z^2 \end{pmatrix} \quad (3.17)$$

Dans le cas d'une entropie concave en tout point correspondant à un système ne subissant pas de transition, les coefficients doivent être tous définis négatifs $\{c_{ij} < 0\}$. Les relations 3.19 à 3.21 montrent que cette condition est vérifiée pour c_{11} et c_{22} mais que pour les termes croisés (c_{12} et c_{21}) elle implique $\rho < 0$.

$$-\frac{1}{2(1-\rho^2)\sigma_{E^*}^2\sigma_{Z_1}^2}(\sigma_{Z_1}^2\delta E^2 + \sigma_{E^*}^2\delta Z^2 - 2\rho\sigma_{Z_1}\sigma_{E^*}\delta E\delta Z) = \left. \frac{1}{2}\delta E^2 \frac{\partial^2 S}{\partial E^{*2}} \right|_{E_\beta} + \left. \frac{1}{2}\delta Z^2 \frac{\partial^2 S}{\partial Z_1^2} \right|_{Z_\mu} + \left. \delta E \delta Z \frac{\partial^2 S}{\partial E^* \partial Z_1} \right|_{E_\beta, Z_\mu} \quad (3.18)$$

$$c_{11} = \left. \frac{\partial^2 S}{\partial E^{*2}} \right|_{E_\beta} = -\frac{1}{(1-\rho^2)\sigma_{E^*}^2} \quad (3.19)$$

$$c_{22} = \left. \frac{\partial^2 S}{\partial Z_1^2} \right|_{Z_\mu} = -\frac{1}{(1-\rho^2)\sigma_{Z_1}^2} \quad (3.20)$$

$$c_{12} = c_{21} = \left. \frac{\partial^2 S}{\partial E^* \partial Z_1} \right|_{E_\beta, Z_\mu} = \frac{\rho}{(1-\rho^2)\sigma_{Z_1}\sigma_{E^*}} \quad (3.21)$$

3.4.2 Description de la coexistence de phases.

Lorsque le système subit une transition de phase, la dynamique de celle-ci le fait se séparer en deux sous ensembles, un ordonné et un désordonné. Cette séparation dans un système fini est à considérer sur un ensemble d'événements : une partie des événements sera liquide et l'autre gaz (dans le cas d'une transition type Liquide-Gaz). Une observable X permettant une mise en évidence de cette séparation est appelée paramètre d'ordre de la transition. La séparation se traduit alors par une distribution bimodale du paramètre d'ordre avec une bosse associée à chaque sous-ensemble. On peut ainsi modéliser la distribution canonique $P^{\text{can}}(X)_{\lambda_X}$ par une double gaussienne (définition 3.22), on parle cette fois d'approximation de double point selle.

$$P^{(\text{d.g.})}(E^*, Z_1) = N_{\text{liq}} \times P_{\text{liq}}^{(\text{s.g.})}(E^*, Z_1) + N_{\text{gaz}} \times P_{\text{gaz}}^{(\text{s.g.})}(E^*, Z_1) \quad (3.22)$$

Cette fonction $P^{(d.g.)}$ est la somme de deux gaussiennes associées à chaque phase que l'on nomme par la suite liquide (phase ordonnée) et gaz (phase désordonnée). Cette forme caractéristique se retrouve directement dans le comportement de $S_{\text{micro}}(X)$ par la relation $\partial_X^2 \ln P^{\text{can}}(X)_{\lambda_X} = \partial_X^2 S_{\text{micro}}(X)$ déduite de la transformée de Laplace 3.12. Ces deux fonctions exhibent deux maxima et un minimum où les paramètres de Lagrange canonique et microcanonique coïncident.

Cette correspondance est illustrée sur la partie gauche de la figure 3.3 (avec $S_{\text{micro}} = S_{\text{eq}}$, $P_{\text{can}} = P$ et $\lambda_X = \lambda$). Elle présente l'entropie d'équilibre après la séparation en deux phases et la distribution du paramètre d'ordre attendue. La zone spinodale, zone où S est convexe ($\frac{\partial^2 S}{\partial X^2} > 0$), est indiquée par les bornes X_{min} et X_{max} . C'est dans cette zone que le système uniforme, siège d'instabilités, a développé des fluctuations qui l'ont amené à la séparation en deux phases. En système infini, les instabilités sont associées à des coefficients de courbure de l'entropie positifs. Cette convexité de l'entropie disparaît quand le système atteint l'équilibre. En système fini, la propriété de sous-additivité de l'entropie d'un système séparé en deux sous systèmes corrélés ($S_{\text{ab}} < S_{\text{a}} + S_{\text{b}}$) ne permet pas de combler cet accident de courbure et l'entropie du système possède encore une convexité résiduelle même quand il a atteint l'équilibre⁴. Les tangentes en X_1 et X_2 illustrent cet équilibre entre les deux phases. La figure de droite est un exemple de l'évolution de l'entropie entre les moments où le système subit la transition et où il atteint l'équilibre. Ceci montre que le critère de délimitation de la zone spinodale évolue aussi dans le temps. L'information que l'on peut récupérer expérimentalement est celle associée à l'équilibre et non celle de l'instabilité initiale. L'image de la figure 3.3 reflète aussi l'endroit où la transition peuple de manière équivalente les deux phases. Un décalage du paramètre de Lagrange par rapport à sa valeur de transition entraînerait une modification de la distribution canonique : une évolution du peuplement des deux bosses mais aussi un déplacement de la distribution dans son ensemble.

L'échantillonnage de l'ensemble canonique par les approximations de double et simple point-selle de l'entropie microcanonique nous donne les distributions de probabilité du couple d'observables (E^*, Z_1) , respectivement dans les cas où le système a subi ($P^{(d.g.)}(E^*, Z_1)$) ou non ($P^{(s.g.)}(E^*, Z_1)$) une transition de phases du premier ordre. Ces distributions sont "exploitables expérimentalement" et vont nous permettre dans un premier temps d'étudier l'effet de la renormalisation.

3.4.3 Principe de comparaison.

La renormalisation nous permet de mettre sur un pied d'égalité les statistiques associées à chaque valeur de E^* et ce pour les trois distributions de probabilité. C'est donc la corrélation entre les deux observables et les propriétés du plus gros fragment qui vont rentrer en jeu dans la comparaison. Une hypothèse de travail est : pour une valeur en E^* , la distribution de Z_1 associée n'est pas affectée par la détection et la procédure de calorimétrie ne "floute" pas la corrélation entre les deux observables. Du point de vue de la détection, cette hypothèse est raisonnable du

⁴Cette correspondance univoque entre bimodalité du paramètre d'ordre et convexité de l'entropie est primordiale puisque, expérimentalement, l'entropie du système n'est pas connue. D'autre part, c'est cette convexité qui prédit aussi le "back-bending" de la courbe calorique et la capacité calorifique négative dans la zone qui lui est associée.

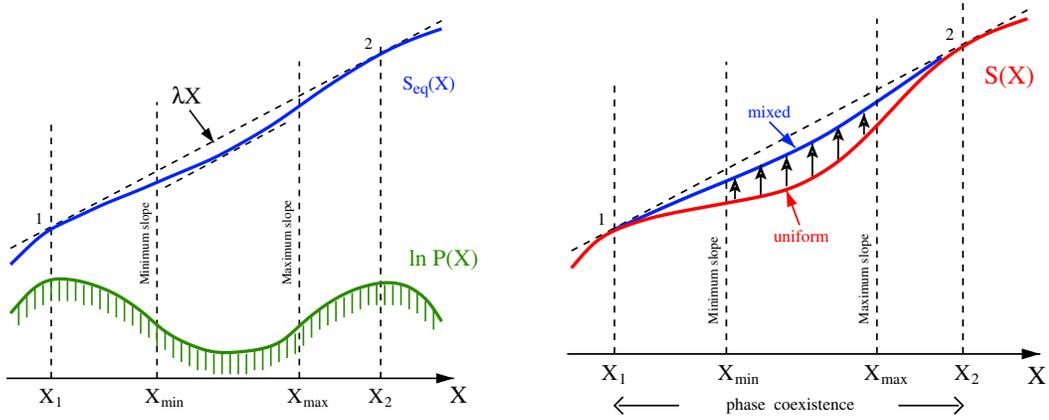


FIG. 3.3 – Figures issues de [50]. À g. : situation à l'équilibre d'un système fini qui a subi une transition de phases pour un paramètre de Lagrange canonique λ fixé à la valeur de transition : l'entropie microcanonique S possède une convexité résiduelle. L'équilibre entre les deux phases est indiqué par la tangente en X_1 et X_2 ($\lambda.X$). la courbe verte $P(X)$ représente la distribution canonique bimodale attendue pour un paramètre d'ordre X . À d. : évolution schématique de l'entropie microcanonique S en fonction de X ; la courbe rouge représente l'entropie du système uniforme (avant réarrangement). Après ré-arrangement, l'entropie à l'équilibre d'un système infini est représentée par la construction de Maxwell (droite en pointillés). Pour un système fini, elle est représentée par la courbe bleue; X_1 et X_2 délimitent la zone de coexistence de phases et X_{min} et X_{max} la zone spinodale correspondant à la zone où $S(X)$ est convexe.

fait de la bonne résolution en charge sur tout le détecteur et de la condition en complétude initiale nous assurant que Z_1 a été détecté. Le schéma 3.4 illustre la procédure de comparaison avec une même renormalisation des corrélations P^{exp} , $P^{s.g.}$ et $P^{d.g.}$, donnant une distribution plate en énergie, puis une comparaison sur les distributions de Z_1 obtenues.

3.5 Comparaison théorie-expérience.

Les corrélations entre Z_1 et E^* avant et après renormalisation sont portées sur les deux graphiques du haut de la figure 3.5. La projection sur l'axe Z_1 (en bas à gauche) est la même que celle de la figure 3.2.

3.5.1 La renormalisation ne crée pas la bimodalité.

Pour définitivement écarter le cas où nous n'avons pas de transition, nous essayons de reproduire $P_{\omega}^{(exp)}(Z_1)$ avec les projections des distributions simple et double gaussienne renormalisées ($P_{\omega}^{(s.g.)}(Z_1)$ et $P_{\omega}^{(d.g.)}(Z_1)$). Les meilleures solutions obtenues sont tracées sur le troisième graphique de la figure 3.5. Celles-ci ont été obtenues à partir d'un algorithme de minimisation qui utilise

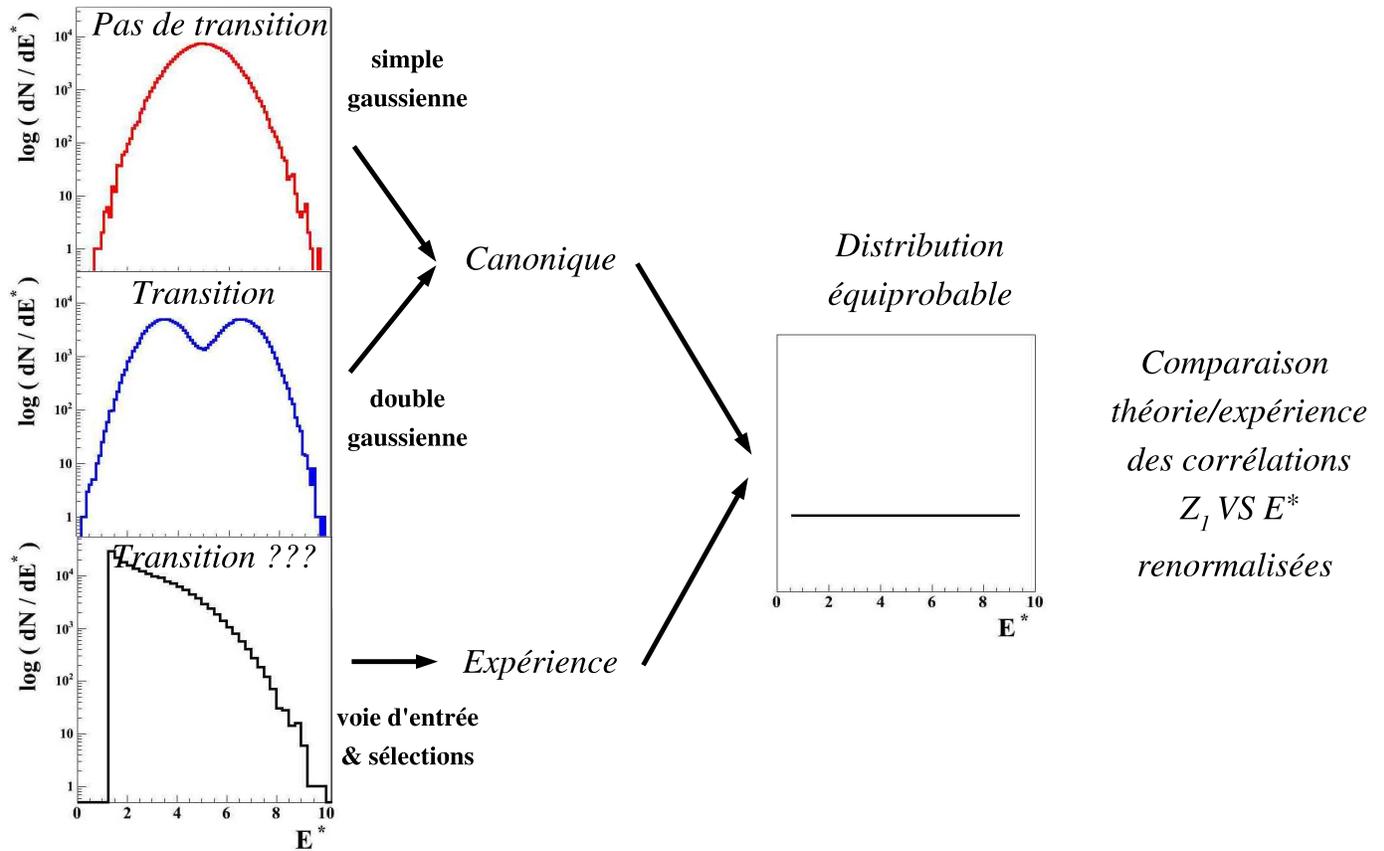


FIG. 3.4 – Schéma explicatif de la comparaison entre modèle canonique et événements expérimentaux. Pour s'affranchir de la forme des distributions en énergie d'excitation (E^*) et donc de la dissipation, on renormalise les corrélations $P^{(s.g.)}(E, Z_1)$, $P^{(d.g.)}(E, Z_1)$ et $P^{(exp)}(E, Z_1)$ nous donnant une équiprobabilité sur tout le domaine en E^* . À l'aide de ces corrélations renormalisées, on compare les cas avec et sans transition de l'ensemble canonique aux données.

comme estimateur le χ^2 . Les valeurs de celui-ci normalisé au nombre de degrés de liberté (N_{ddl} nombre de points rentrant en compte dans la comparaison moins le nombre de paramètres libres) sont respectivement $2208/63 \sim 35,05$ et $386/57 \sim 6,77$ pour la simple et la double gaussienne. La différence sur N_{ddl} est due à la différence du nombre de paramètres : 5 pour la simple gaussienne et 11 pour la double gaussienne. Ce résultat préliminaire ne prend en compte explicitement que les paramètres liés au Z_1 , on n'a pas de sensibilité sur ceux liés à E^* . On ne détaille donc pas ici la procédure qui a permis d'obtenir ces solutions ainsi que la signification des paramètres obtenus.

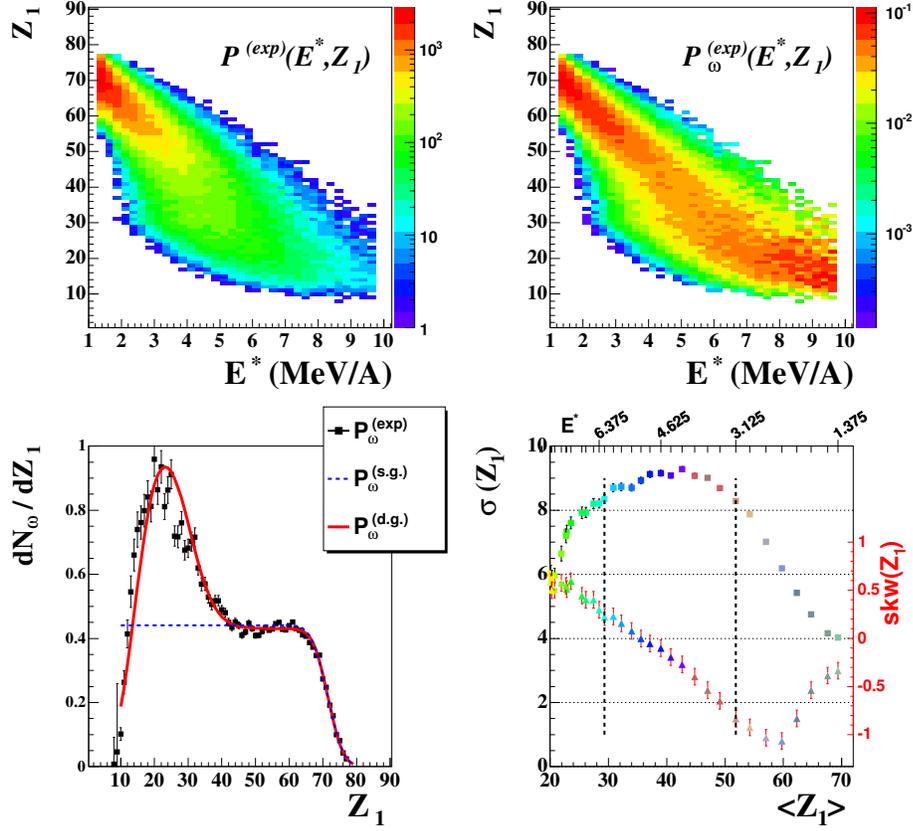


FIG. 3.5 – *En a. :* corrélation entre Z_1 et E^* des événements sources avant (à g.) et après renormalisation (à d.) - en b. à g. projection sur l'axe Z_1 de $P_\omega^{(exp)}(E^*, Z_1)$ (carrés noirs) et des fonctions simple (pointillés bleus) et double gaussienne (trait rouge) obtenues après comparaison avec les données (voir texte) - en b. à d. : évolution des moments d'ordre 2 (écart-type ($\sigma(Z_1)$), carrés, échelle de gauche) et 3 (coefficient d'asymétrie ($skw(Z_1)$), triangles, échelle de droite) en fonction du moment d'ordre 1 (moyenne ($\langle Z_1 \rangle$), échelle du bas) par tranche en énergie d'excitation de 1,25 à 9,75 MeV/A (E^* , échelle du haut). Les deux droites verticales, représentent l'intervalle en E^* [3,00;6,25] où l'on va effectuer la comparaison entre $P_\omega^{(exp)}(E^*, Z_1)$ et $P_\omega^{(d.g.)}(E^*, Z_1)$.

Cette comparaison suffit pour une discrimination univoque : la courbe $P_\omega^{(d.g.)}(Z_1)$ reproduit bien le comportement bimodal de la distribution du Z_1 : les deux bosses liquide et gaz mais surtout la courbure dans la zone [40,50]. $P_\omega^{(s.g.)}(Z_1)$ ne peut, elle, reproduire qu'une des deux composantes sans pouvoir s'infléchir. **Une distribution résultant d'une entropie concave ne peut donc en aucun cas être bimodale, même après renormalisation. Le signal observé expérimentalement est bien associé à une bimodalité qui correspond dans la théorie à l'enveloppe d'un paramètre d'ordre d'une transition de phases du premier ordre dans un système fini.** La structure originelle de la corrélation entre les deux paramètres

d'ordre n'a pas été trop affectée par le biais en dissipation, validant a posteriori notre hypothèse sur la pertinence des distributions de Z_1 par valeur de E^* . La méthode de comparaison utilisée est la seule disponible. En effet si on considère la renormalisation dans le cas où l'on a des bornes infinies pour les intégrales des équations 3.1 à 3.4, il est impossible de créer une convexité dans la distributions des événements à partir d'une distribution concave. C'est exclusivement les bornes d'intégrations finies qui nous obligent à vérifier les effets de la renormalisation qui ne sont pas accessibles analytiquement.

3.5.2 Délimitation de la zone de coexistence.

Maintenant que l'hypothèse que le signal observé est bien celui d'un paramètre d'ordre est confirmée, nous allons mettre à profit la modélisation de la double gaussienne pour extraire des informations sur la zone spinodale par une comparaison cette fois des deux corrélations $P_{\omega}^{(d.g.)}(E^*, Z_1)$ et $P_{\omega}^{(exp)}(E^*, Z_1)$. La distribution du Z_1 renormalisée montre une prépondérance du pic gaz. Ceci illustre que l'intervalle sur lequel on effectue la renormalisation $E^* \in [1, 25; 9, 75]$ MeV/A privilégie les événements les plus dissipatifs. Dans la suite on veut étudier la bimodalité sur un intervalle en énergie d'excitation où la population des deux pics est équivalente pour se ramener à la situation théorique où le système est à la température de transition. Le fait de sélectionner l'intervalle minimum pour lequel on observe la bimodalité, nous permet de poser des bornes plus précises sur la délimitation de la zone spinodale. Dans cette zone, la double gaussienne, de par sa construction, devrait reproduire d'autant mieux les données. La difficulté réside dans la contrainte de l'intervalle en énergie d'excitation et la réduction associée du domaine de variation du plus gros fragment. Cette propriété est un exemple de l'influence très importante des contraintes et lois de conservation dans le comportement du paramètre d'ordre⁵ [43, 45, 51]. Nous allons donc étudier plus en détail la corrélation expérimentale $P^{(exp)}(Z_1)$ avec l'introduction des moments d'ordre supérieur de la distribution de Z_1 pour un intervalle en E^* donné. On rappelle la définition de l'écart type (σ) et du coefficient d'asymétrie (skw) dans les équations 3.23 à 3.26. Ils illustrent les propriétés d'une distribution respectivement à l'ordre 2 et 3 en évaluant pour le premier les fluctuations autour de la valeur moyenne et pour le deuxième l'asymétrie de ces fluctuations et donc la forme de la distribution. Pour une distribution symétrique autour de sa valeur moyenne, on a $skw=0$, et, pour une forme asymétrique, des valeurs négatives si son orientation est vers les valeurs inférieures et positives pour des valeurs supérieures.

$$\{x_i\} \quad P(x = x_i) = \frac{N_i}{N} \quad N = \sum_i N_i \quad (3.23)$$

$$\langle x \rangle = \frac{1}{N} \sum_i (N_i x_i) \quad (3.24)$$

⁵La bimodalité de Z_1 est attendue dans un modèle comme le gaz sur réseau, mais disparaît si on sélectionne un intervalle trop petit en énergie d'excitation (échantillonnage microcanonique ou ensemble gaussien). Une discussion actuelle qui découle de ces effets est l'influence de la taille finie de petits systèmes, comme les noyaux, sur les signaux de criticité et leurs interprétations sur l'ordre de la transition.

$$\sigma_x = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_i N_i (x_i - \langle x \rangle)^2} \quad (3.25)$$

$$\text{skw}_x = \frac{1}{N\sigma_x^3} \sum_i N_i (x_i - \langle x \rangle)^3 \quad (3.26)$$

Ces deux variables vont permettre de faire le lien avec l'évolution de la distribution d'un paramètre d'ordre dans la zone spinodale. Sur la figure 3.5 on peut voir l'évolution de ces deux variables en fonction de la moyenne (moment d'ordre 1) par intervalle d'énergie d'excitation. Une première remarque est la grande sensibilité de l'énergie d'excitation puisqu'en prenant des pas d'un demi MeV/A, on observe, malgré quelques fluctuations, des évolutions cohérentes entre les tranches successives. **Ceci justifie la pertinence de la calorimétrie.** Quand E^* augmente, la moyenne diminue et l'écart type augmente jusqu'à atteindre un maximum $\sigma_{max} \sim 9$ pour $\langle E^* \rangle \sim 4,5$ et $\langle Z_1 \rangle \sim 40$, puis diminue quand on continue d'augmenter E^* . Pour les valeurs les plus hautes on observe une saturation qui peut être due à une perte de sensibilité causée par une statistique plus faible. Comment interpréter ce résultat ? Si on relie l'échantillonnage en E^* à une localisation par rapport à la zone de coexistence, on peut l'expliquer par la convexité de l'entropie et la corrélation des deux paramètres d'ordre. En effet, la propriété d'un système fini qui subit une transition de phase, est qu'il possède encore une entropie convexe après s'être réarrangé en deux phases distinctes. Cette convexité résiduelle dans la zone spinodale rend les valeurs intermédiaires des paramètres d'ordre accessibles. Si on sélectionne une fine tranche suivant un des deux paramètres d'ordre (E^*), celui-ci est trivialement contraint mais les fluctuations du deuxième paramètre d'ordre (Z_1) vont nous donner une indication sur la localisation de cette convexité. Si on a sélectionné un intervalle où l'entropie est convexe, le système peut prendre des valeurs avec des probabilités qui sont toutes faibles et approximativement équiprobables : Z_1 fluctue beaucoup avec une distribution plutôt symétrique autour du minimum de sa distribution bimodale. Si on se décale du centre de la zone spinodale, la sélection va permettre au Z_1 des probabilités beaucoup plus importantes, il va pouvoir commencer à peupler les bosses de la bimodalité. Ce décalage crée donc une asymétrie dans la distribution résultante du Z_1 . Cette propriété est aussi observée avec une bonne correspondance entre le maximum de σ et le passage à 0 de skw et son changement de signe⁶. C'est une bonne indication que dans cette zone la corrélation $P^{(\text{exp})}(Z_1)$ reflète le mieux les propriétés du système quand il était au cœur de la zone spinodale. C'est sur un tel intervalle que la comparaison avec la double gaussienne prend tout son sens. On a choisi comme intervalle d'énergie d'excitation $[3,00;6,25[$ permettant ainsi d'inclure et les fluctuations maximales et le changement d'asymétrie de la distribution⁷.

Trois distributions de Z_1 sont présentées sur la figure 3.6, avant et après renormalisation. Leurs quatre premiers moments sont rassemblés dans le tableau 3.1. La distribution correspondant à $[3,00;6,25[$ est pratiquement bimodale avant renormalisation avec une asymétrie qui reflète la faible contribution des hautes dissipations que nous avons montrée au début de ce chapitre.

⁶Cette description du lien étroit entre les deux paramètres d'ordre fait rentrer en jeu la direction de la convexité sur la surface d'entropie associée à ces deux observables.

⁷Le comportement de ces deux moments signe celui d'un paramètre d'ordre, mais ne permet en aucun cas de donner une information sur l'ordre de la transition à laquelle il est associé. Seule la distribution permet de déterminer l'ordre

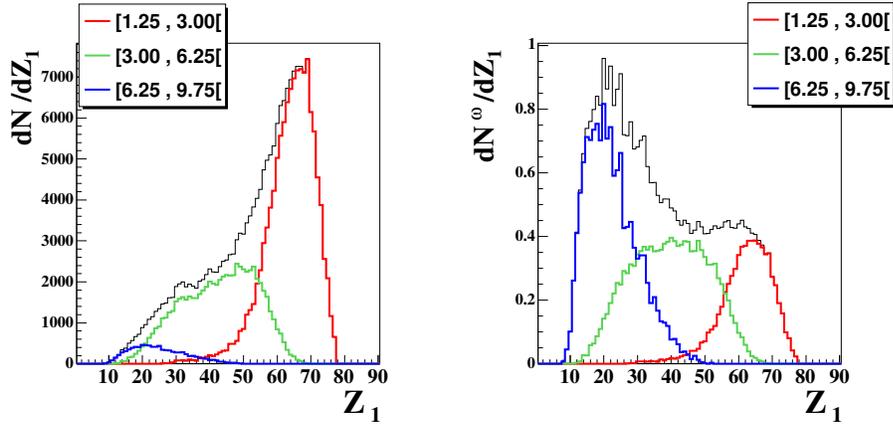


FIG. 3.6 – À g. : décomposition suivant trois intervalles en E^* de la distribution en Z_1 - à d. : Distributions renormalisées associées à ces mêmes trois intervalles.

La distribution des événements les plus gaz ($[6,25;9,75[$) est très pénalisée par rapport aux événements les plus liquides ($[1,25;3,00[$). La renormalisation inverse la tendance en donnant plus de poids aux événements gaz (41%) par rapport aux liquides (21%), mais si on ramène ces valeurs à la largeur de l'intervalle d'énergie d'excitation, cette proportion devient équivalente. La renormalisation symétrise aussi la distribution des événements de la spinodale avec un coefficient d'asymétrie qui passe de $-0,25$ à $-0,03$. De manière générale, cette figure illustre parfaitement l'effet d'un échantillonnage en énergie d'excitation sur la distribution bimodale du plus gros fragment : une large gamme en E^* est donc indispensable pour son observation.

Moments	$[1,25 ; 3,00[$	$[3,00 ; 6,25[$	$[6,25 ; 9,75[$
N (%)	0,60	0,35	0,05
$\langle Z_1 \rangle$	63,8	42,73	24,9
$\sigma(Z_1)$	7,34	11,1	8,14
skw(Z_1)	-1,06	-0,25	0,51
N (%)	0,21	0,38	0,41
$\langle Z_1 \rangle$	62,2	39,5	22,5
$\sigma(Z_1)$	7,73	11,25	7,63
skw(Z_1)	-0,95	-0,03	0,69

TAB. 3.1 – Intégrale, moyenne, écart-type et asymétrie des trois distributions en Z_1 de la figure 3.6, avant (4 premières lignes) et après renormalisation (4 dernières lignes). À chaque colonne correspond un intervalle en E^* .

3.5.3 Comparaison et résultats.

Avant d'essayer de reproduire la double gaussienne renormalisée $P_{\omega}^{(d.g.)}(E^*, Z_1)$ avec la corrélation expérimentale $P_{\omega}^{(exp)}(E^*, Z_1)$ sur l'intervalle $[3,00;6,25]$, nous allons donner quelques informations et précisions sur la renormalisation ainsi que sur les paramètres de la fonction.

Renormalisation.

La renormalisation de la corrélation expérimentale est un processus discret qui passe par un histogramme (H) à deux dimensions. On impose donc des conditions sur la statistique avec un taux de comptage strictement supérieur à 1 pour chaque cellule et supérieur ou égal à 100 pour un intervalle en énergie donné. Ces deux conditions permettent d'éviter de faire apparaître des structures dans l'histogramme renormalisé. Pour l'énergie d'excitation le pas choisi est celui utilisé pour l'étude sur les moments (0,25 MeV/A) et pour le plus gros fragment, on choisit un pas d'une unité de charge. Dans les équations 3.1 à 3.4, les intégrales sont remplacées par des sommes discrètes. Pour la fonction double gaussienne, on pourrait traiter la renormalisation analytiquement, en intégrant cette fonction suivant Z_1 pour obtenir le poids de renormalisation $\omega(E^*)$ mais les bornes finies d'intégration complexifient la tâche. De plus on préfère utiliser exactement la même procédure que pour les données avec une renormalisation numérique pour éviter les effets de "binning" lors de la comparaison de $P_{\omega}^{(d.g.)}(E^*, Z_1)$ et $P_{\omega}^{(exp)}(E^*, Z_1)$. Dans le processus qui permet de trouver le jeu de paramètres de la double gaussienne l'algorithme de minimisation prend en compte les valeurs associées à chaque cellule mais aussi leurs erreurs statistiques (éq. 3.29). Le contenu de ces cellules résulte d'une renormalisation prenant en compte d'autres cellules de l'histogramme, on doit affilier une erreur qui reflète donc toutes ces erreurs statistiques. Il faut réaliser ce que l'on appelle une propagation des erreurs. L'équation 3.28 rappelle le principe de la propagation des erreurs d'une fonction f composée des fonctions u et v . Dans notre cas nous avons négligé le terme croisé. L'expression 3.29 représente l'erreur résultant de la propagation à associer à chaque cellule de l'histogramme renormalisé (H_{ω}). Ce calcul est détaillé dans l'annexe D.2.

$$\chi^2 = \frac{1}{N_{ddl}} \sum_{E^*, Z_1} \frac{(P_{\omega}^{(exp)}(E^*, Z_1) - P_{\omega}^{(d.g.)}(E^*, Z_1))^2}{Err(E^*, Z_1)^2} \quad (3.27)$$

$$f(u, v) : \sigma_f^2 = \left(\frac{df}{du}\right)^2 \sigma_u^2 + \left(\frac{df}{dv}\right)^2 \sigma_v^2 + 2 \left(\frac{df}{du}\right) \left(\frac{df}{dv}\right) \sigma_{uv} \quad (3.28)$$

$$Err(E^*, Z_1) = P_{\omega}^{(exp)}(E^*, Z_1) \sqrt{\frac{1}{P^{(exp)}(E^*, Z_1)} + \omega(E^*)} \quad (3.29)$$

Ces erreurs sont portées pour chaque couple (E^*, Z_1) sur le premier graphique de la figure 3.7. On voit que les plus grandes incertitudes sont naturellement là où on avait le moins de statistique initialement. On note également que le minimum de la distribution renormalisée ne correspond pas à un domaine où les erreurs sont plus importantes et qu'il est "statistiquement"

bien défini. Le deuxième graphique montre la distribution initiale de l'énergie d'excitation dont la statistique, pour un intervalle donné, n'est rien d'autre que l'inverse du poids de renormalisation ($\omega(E^*)$), la distribution plate issue de la renormalisation (ses barres d'erreurs sont plus petites que les marqueurs).

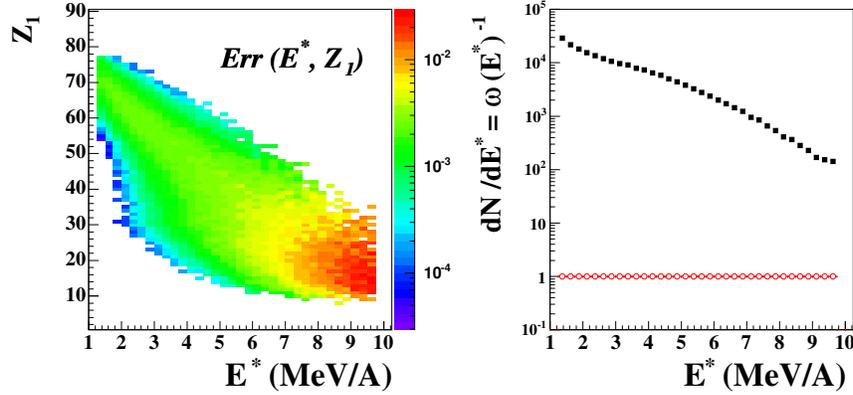


FIG. 3.7 – À g. : erreurs statistiques obtenues, après propagation (voir texte), à affilier à chaque couple (E^*, Z_1) pour l'algorithme de minimisation - à d. : distribution initiale (carrés noirs) de l'énergie d'excitation (E^*) à partir de laquelle est effectuée la renormalisation ; les ronds rouges montrent l'effet trivial de la renormalisation sur cette distribution.

Paramètres de la double gaussienne.

La fonction double gaussienne déduite d'une surface d'entropie convexe prend en compte les propriétés des deux phases ainsi que la corrélation entre celles-ci. Les 11 paramètres sont donc les valeurs moyennes (\bar{E}_{liq}^* , \bar{Z}_1^{liq} , \bar{E}_{gaz}^* , \bar{Z}_1^{gaz}) et les sigma ($\sigma_{E_{\text{liq}}^*}$, $\sigma_{Z_1^{\text{liq}}}$, $\sigma_{E_{\text{gaz}}^*}$, $\sigma_{Z_1^{\text{gaz}}}$) associés à chaque phase (liquide, gaz) et à chaque paramètre d'ordre (E^* , Z_1), le coefficient de corrélation entre les deux variables (ρ) et les populations initiales des deux phases liquide et gaz (N_{liq} et N_{gaz}). Lors de la comparaison, on a imposé des bornes à ces paramètres :

- $\bar{Z}_1^{\text{liq}} + \sigma_{Z_1^{\text{liq}}} \leq 79$
- $\bar{E}_{\text{liq}}^* + \sigma_{E_{\text{liq}}^*} \geq 0$
- $\bar{Z}_1^{\text{gaz}} + \sigma_{Z_1^{\text{gaz}}} \geq 5$
- $\bar{E}_{\text{gaz}}^* + \sigma_{E_{\text{gaz}}^*} \leq 15$
- $\rho \in]-1; 1[$
- N_{liq} et $N_{\text{gaz}} \in [0; 1[$

Pour approcher la solution qui convenait le mieux, on a effectué la minimisation en deux étapes. On fixe les valeurs moyennes (\bar{E}_{liq}^* , \bar{Z}_1^{liq} , \bar{E}_{gaz}^* , \bar{Z}_1^{gaz}) et on laisse libre les autres paramètres, puis une fois la minimisation effectuée, on récupère les nouvelles valeurs des paramètres et on recommence en fixant cette fois les sigma ($\sigma_{E_{\text{liq}}^*}$, $\sigma_{Z_1^{\text{liq}}}$, $\sigma_{E_{\text{gaz}}^*}$, $\sigma_{Z_1^{\text{gaz}}}$) et laissant libre de fluctuer

les autres. On récupère les valeurs et ainsi de suite. On a fait ce choix de fixer une partie des paramètres tout en laissant libre une autre partie pour contraindre l'espace multi-dimensionnel qui après une analyse approfondie montre de nombreux minima locaux qui ne correspondent pas forcément à des solutions physiques. Le premier jeu de paramètres reproduisant le mieux les données est obtenu en réalisant la comparaison sur l'intervalle $Z_1 \in [10; 79]$. Les valeurs de ceux-ci ainsi que N_{ddl} et χ^2 sont portés dans la première colonne du tableau 3.2. Un deuxième jeu, porté dans la deuxième colonne a été obtenu en rétrécissant l'intervalle du Z_1 à $[25; 55]$.

Paramètres	[10,79]	[25,55]	Erreurs (%)
E_{liq}^*	2,10	1,67	23
$\sigma_{E_{\text{liq}}^*}$	2,09	1,66	23
\bar{Z}_1^{liq}	60,2	62,2	3
$\sigma_{Z_1^{\text{liq}}}$	12,9	9,85	4
E_{gaz}^*	7,11	6,81	4
$\sigma_{E_{\text{gaz}}^*}$	3,07	2,97	3
Z_1^{gaz}	21,1	23,8	12
$\sigma_{Z_1^{\text{gaz}}}$	15,2	18,8	2
ρ	-0,906	-0,860	4
$N_{\text{liq}}/N_{\text{gaz}}$	1,12	0,66	52
N_{ddl}	605	387	-
χ^2	1488	646	-
χ^2/N_{ddl}	2,459	1,669	-

TAB. 3.2 – Valeurs des paramètres pour lesquels la fonction double gaussienne $P_{\omega}^{(\text{d.g.})}$ reproduit le mieux la corrélation expérimentale pour deux intervalles en Z_1 $[10, 79]$ (première colonne) et $[25, 55]$ (deuxième colonne); la troisième colonne donne les erreurs relatives obtenues à partir de ces deux jeux; les trois dernières lignes donnent le nombre de degrés de liberté N_{ddl} , la valeur de l'estimateur χ^2 brute et normalisée.

Résultats.

Les deux valeurs de χ^2/N_{ddl} sont bonnes. Celui relatif à la comparaison sur l'intervalle $Z_1 \in [25; 55]$ semble indiquer une meilleure reproduction. Ceci peut être dû à la construction des fonctions qui sont basées sur l'approximation de point selle et donc à un développement autour du maximum; le fait d'écartier les queues de la distribution des Z_1 rejoint plus cette approximation. Par tranche d'énergie d'excitation, ces deux fonctions (courbe rouge et bleue) sont comparées aux données (carrés noirs) sur les figures 3.8 à 3.10. On observe une très bonne concordance, les fonctions arrivent à suivre l'évolution de la largeur ainsi que la forme de la distribution que l'on avait mise en évidence avec l'évolution des deux moments. On peut noter qu'à partir 4 MeV/A, on commence à avoir des différences entre ces deux fonctions. Celle obtenue sur l'intervalle $[25; 55]$ (courbe bleue) est, dans la partie gaz, un peu en dessous de l'autre

(courbe rouge) et ne prend pas une forme bimodale dans les deux tranches correspondant à $E^* \in [4, 75, 5, 25]$. De manière générale on ne s'attend pas à une bimodalité par tranche aussi fine en énergie d'excitation. Les différences à ce niveau là sont plus dues à une interprétation des points et barres d'erreurs associées dans la procédure de comparaison qui ne reflète pas forcément des propriétés physiques. Le système rentre dans la zone spinodale par le côté liquide dès la première tranche ($[3,00;3,25]$). Le basculement se situe dans l'intervalle $[4,25;5,50]$ avec une valeur moyenne du Z_1 vers 35-40. Ce sont les caractéristiques du cœur de la zone spinodale. La sortie de la zone spinodale par le côté gaz est beaucoup moins claire. On n'observe pas l'apparition d'un épaulement comme à l'entrée. L'évolution est beaucoup plus continue. Le dernier graphique de la figure 3.10, regroupe toutes les tranches précédentes. La fonction correspondant à l'intervalle $[10;79]$ reproduit bien les deux pics et ne prend pas en compte les valeurs médianes du Z_1 ⁸. La deuxième fonction est quant à elle un peu plus aplatie avec une sous estimation du pic liquide.

Pour deux jeux de paramètres différents, on observe des fonctions qui reproduisent très bien les données. En calculant l'erreur relative entre ceux-ci on peut en déduire des barres d'erreur. Ces erreurs très satisfaisantes sont reportées dans la troisième colonne du tableau 3.2⁹

Le fait que l'on réussisse à reproduire les données à l'aide d'une fonction modélisant le système lorsqu'il est dans la zone de coexistence est très encourageant quant à la compréhension du phénomène de transition de phases dans les noyaux chauds. Les valeurs des paramètres obtenues peuvent nous servir d'indications pour la localisation de la zone de coexistence¹⁰. Pour E^* , les valeurs moyennes (\bar{E}^*_{liq} et \bar{E}^*_{gaz}) sont à l'extérieur des bornes du fit ce qui va avec l'image de la zone spinodale comme sous-ensemble de la zone de coexistence. Si on revient à la figure 3.3, pour l'énergie d'excitation, les valeurs X_{min} et X_{max} , entre lesquelles $S(X)$ est convexe, seraient les bornes de l'intervalle minimum sur lequel on a réalisé notre comparaison quantitative théorie-expérience et les valeurs X_1 et X_2 , qui délimitent la zone de coexistence seraient \bar{E}^*_{liq} et \bar{E}^*_{gaz} . On verra que ces valeurs sont en bon accord avec les informations obtenues avec le signal de capacité calorifique négative (chapitre 5) obtenu avec le même lot d'événements.

La renormalisation des événements à une distribution plate en dissipation permet de faire ressortir la bimodalité du plus gros fragment. Les effets de voie d'entrée sont les principales causes de son atténuation. L'utilisation du modèle canonique transformé en modèle canonique "équiprobable en E^* ", nous a permis d'extraire des données des informations sur la zone spinodale. À ceci s'ajoute la bonne concordance entre fluctuations maximales du Z_1 , minimum de sa probabilité et changement d'asymétrie de cette distribution. Ces caractéristiques rassemblées

⁸Ces valeurs médianes du Z_1 de 39 à 41 proviennent de la zone $E^* \in [4, 25; 5, 00]$ et correspondent à des $M_{\text{frag}} = 1$ ayant évaporé beaucoup de particules, ils représentent 1% des événements considérés

⁹Les valeurs apparemment très grandes des erreurs associées à \bar{E}^*_{liq} et $\sigma_{E^*_{\text{liq}}}$ sont cependant raisonnables puisqu'elles correspondent à un écart de 0,4 MeV/A.

¹⁰La corrélation expérimentale entre le plus gros fragment et l'énergie d'excitation correspond à des événements ayant subi une désexcitation secondaire et une propagation coulombienne de leurs fragments après la transition. Les valeurs des paramètres obtenues ici prennent donc en compte ces phénomènes. On s'attend donc à une modification des valeurs obtenues, surtout celles relatives au plus gros fragment, si l'on pouvait considérer les configurations primaires.

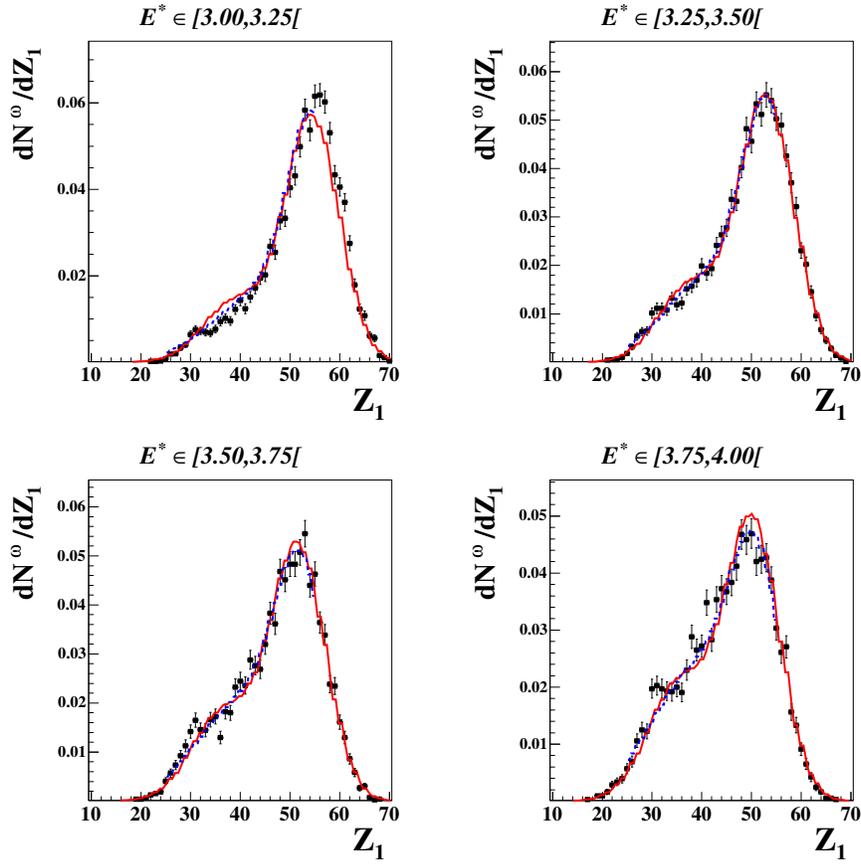


FIG. 3.8 – Distributions expérimentales du Z_1 (carrés noirs) et les deux solutions obtenues pour la double gaussienne : courbe rouge pour l'intervalle [10,79] et tirets bleus pour [25;55] par tranche d'énergie d'excitation. Les intervalles de ces tranches sont indiqués sur chaque graphique.

forment une indication très forte que le plus gros fragment peut être considéré comme un paramètre d'ordre d'une transition du premier ordre, comme on l'attend pour la transition Liquide-Gaz. Cette preuve expérimentale rejoint d'autres anomalies thermodynamiques associées aux transitions de phases des petits systèmes.

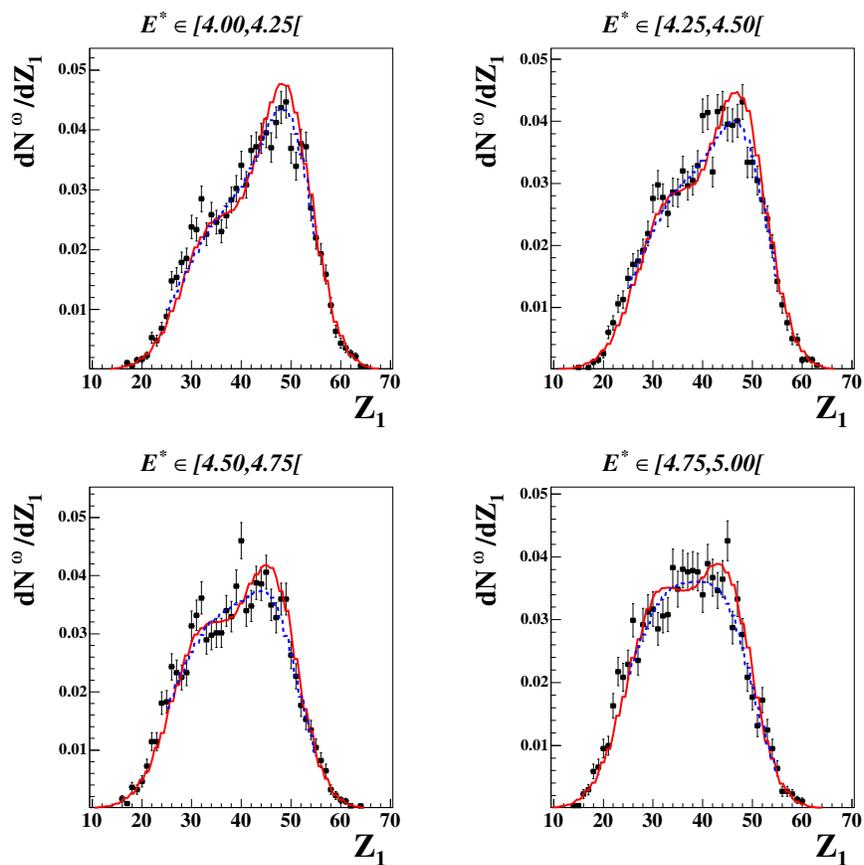


FIG. 3.9 – Distributions expérimentales du Z_1 (carrés noirs) et les deux solutions obtenues pour la double gaussienne : courbe rouge pour l'intervalle $[10, 79]$ et tirets bleus pour $[25, 55]$ par tranche d'énergie d'excitation. Les intervalles de ces tranches sont indiqués sur chaque graphique.

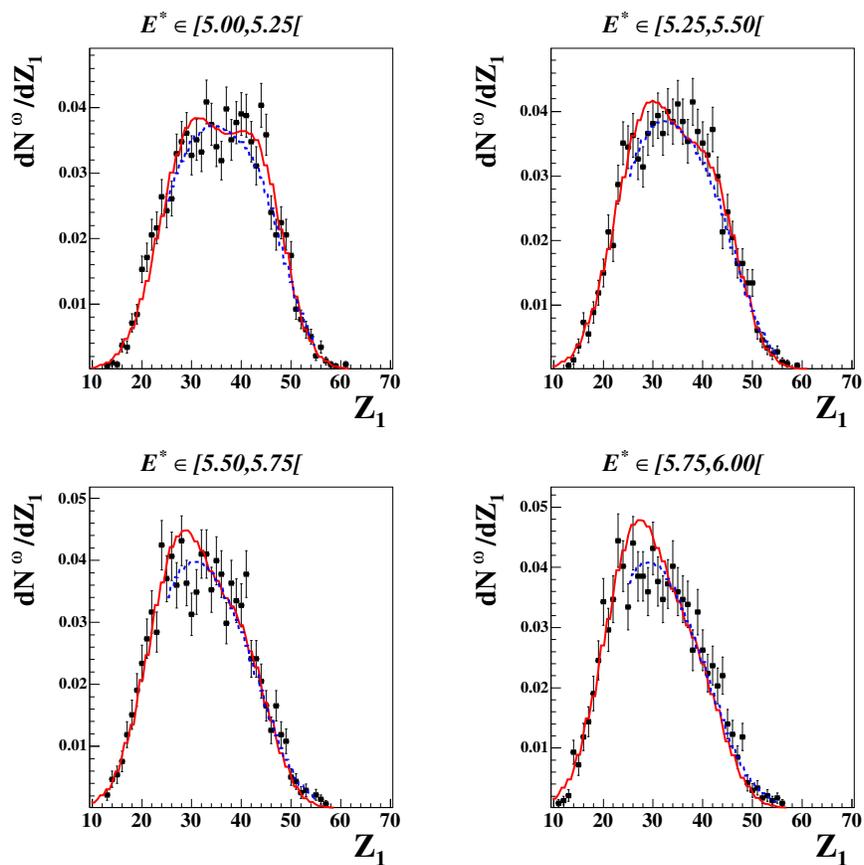


FIG. 3.10 – Distributions expérimentales du Z_1 (carrés noirs) et les deux solutions obtenues pour la double gaussienne : courbe rouge pour l'intervalle $[10,79]$ et tirets bleus pour $[25;55]$ par tranche d'énergie d'excitation. Les intervalles de ces tranches sont indiqués sur chaque graphique.

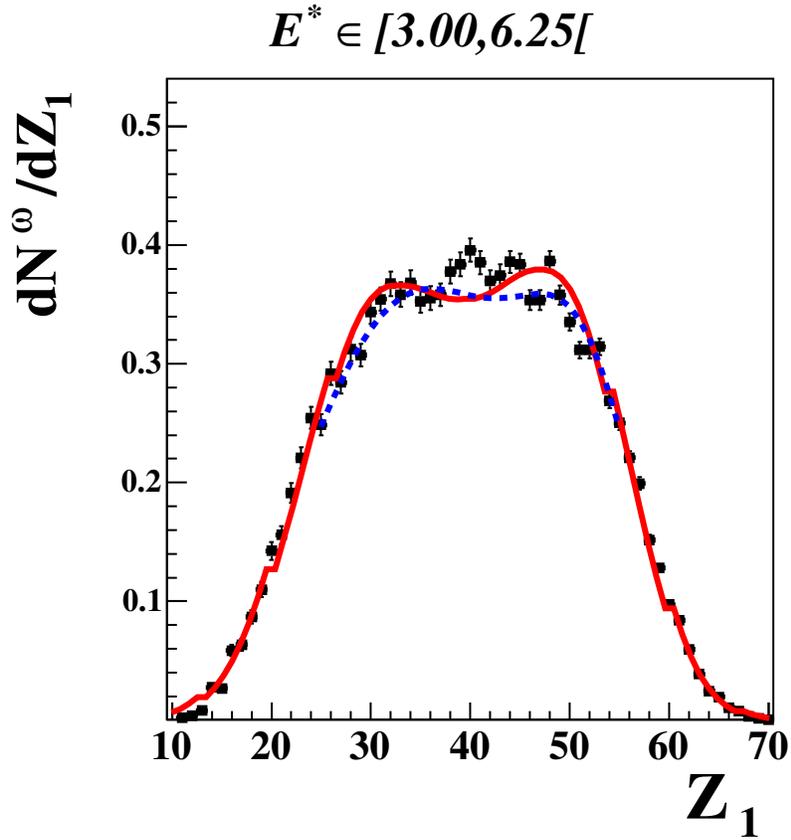


FIG. 3.11 – $P_\omega^{(\text{exp})}(Z_1)$ et $P_\omega^{(\text{d.g.})}(E^*, Z_1)$ pour les deux jeux de paramètres obtenus par comparaison. Ces distributions regroupent toutes les projections précédentes. La légende est identique aux figures précédentes.

Chapitre 4

Multifragmentation des sources produites en collisions centrales et périphériques : partitions des fragments et énergie collective radiale.

4.1 Motivations.

Les différents mécanismes de production des noyaux chauds conditionnent sans nul doute les propriétés de désexcitation des sources étudiées. Quels sont les effets de ces mécanismes sur le comportement d'observables et dans quelle mesure peut-on dire qu'un phénomène est propre à la désexcitation d'un noyau chaud avec une indépendance du mode de production ? Pour répondre à cette question, nous allons comparer des propriétés de désexcitation de deux types de sources que l'on produit dans les collisions d'ions lourds : les sources de quasi-projectile et les sources de quasi-fusion. Commençons par une description schématique de la production de ces deux sources.

4.1.1 Collisions centrales.

Lors d'une collision à petit paramètre d'impact, le recouvrement complet des deux noyaux entraîne une compression. Cette compression va être limitée par le facteur de compressibilité de la matière nucléaire. Après une phase de compensation, le coefficient de compressibilité l'emporte donnant lieu à une expansion de la source ainsi formée. S'ensuit alors une dilatation amenant des instabilités dans le système qui multifragmente. La contrainte principale que subit la source est d'ordre mécanique, l'énergie déposée dans le système est directement liée à l'énergie de la collision (figure 1.8) par dissipation du mouvement relatif et les partitions produites gardent peut-être une trace de cette énergie d'expansion radiale (énergie de flot radial).

4.1.2 Collisions périphériques.

Lors d'une collision à paramètre d'impact plus grand, le recouvrement entre les deux noyaux n'est que partiel. Ils ne vont donc interagir que sur une zone limitée (zone participante). La chaleur induite par ce phénomène de friction va diffuser dans le reste des deux noyaux (parties spectatrices). Cette énergie, déposée de manière indirecte dans la quasi-cible et le quasi-projectile, est une énergie thermique avec une contribution mineure liée au réarrangement de leur structure interne. Cette quantité d'énergie est conditionnée par le paramètre d'impact qui ne peut être contraint expérimentalement. On a donc une large distribution en énergie d'excitation et différents mécanismes de désexcitation : évaporation, fission, multifragmentation et vaporisation.

4.1.3 Méthode de comparaison.

Pour comparer les sources de trois systèmes (Xe+Sn, Gd+U et QPAu), nous avons choisi comme variable d'échantillonnage l'énergie d'excitation E^* obtenue par calorimétrie (paragraphe 2.4.1). On va pouvoir pour un même intervalle de E^* étudier différences et similitudes de variables globales liées aux partitions telles que les tailles ou les multiplicités et celles liées aux propriétés dynamiques des événements avec les vitesses relatives. Possédant pour les collisions centrales des intervalles précis en E^* , ce sont Xe+Sn et Gd+U qui vont déterminer les points de comparaison avec les QPAu. Nous sélectionnons pour chaque énergie incidente l'intervalle correspondant à la valeur moyenne de l'énergie d'excitation plus ou moins un demi sigma ($\frac{|\langle E^* \rangle - E^*|}{\sigma_{E^*}} \leq 0,5$). Les valeurs moyennes et les écarts-types sont portés dans le tableau 4.1. Par cette sélection on garde environ 40% de la statistique des collisions centrales. Cette sélection nous donne des domaines réduits en énergie d'excitation avec des largeurs variant de 0,7 à 1,3 MeV/A. Si les distributions de Xe+Sn sont gaussiennes, celles correspondant aux QPAu ont plus un profil exponentiel décroissant (fig. 3.7). Ceci motive la sélection de tranches très fines en énergie d'excitation pour s'affranchir au maximum de cette différence de forme¹. Par la suite on nommera ces tranches suivant l'énergie incidente associée des Xe+Sn².

Le fait de réaliser une étude incluant plusieurs systèmes nous permet de regarder plus en détail (fig. 4.1) les contributions entrant en compte dans la calorimétrie (éq. 2.11). Nous considérons en premier l'énergie cinétique totale de la source ($E_{\text{cin}}^{\text{source}}$) et le Q de réaction ($-\Delta Q$) normalisés à la masse de la source (A_{source})³. Le comportement des valeurs moyennes de ces deux observables est similaire d'un système à l'autre : un accroissement linéaire avec l'énergie d'excitation et un écart entre $E_{\text{cin}}^{\text{source}}$ et $-\Delta Q$ qui augmente. Sur la plage $E^* \in [6; 7]$ MeV/A qui est commune aux trois systèmes, Gd+U a l'écart le plus important (5,80) suivi de Xe+Sn (4,47) et QPAu

¹On peut remarquer dans le tableau 4.1 que pour les QPAu, il y a des petites différences sur les valeurs moyennes que nous considérons comme négligeables.

²Ainsi la dénomination : sources produites dans les collisions centrales de Xe sur Sn à 25 MeV/A sera écrite Xe+Sn@25.

³Les notations utilisées par la suite pour les observables sont relatives à tous les produits de désexcitation ("source" : chargés + neutrons), aux produits détectés ("charge" : fragments + particules rentrant en compte dans la calorimétrie) et finalement "frag" pour les fragments, "part" pour les particules et "neu" pour les neutrons. On aura ainsi, concernant l'énergie cinétique (E_{cin}) par exemple, l'égalité suivante : $E_{\text{cin}}^{\text{source}} = E_{\text{cin}}^{\text{charge}} + E_{\text{cin}}^{\text{neu}} = E_{\text{cin}}^{\text{frag}} + E_{\text{cin}}^{\text{part}} + E_{\text{cin}}^{\text{neu}}$.

Systèmes	Xe+Sn					Gd+U
E_{inc}	25	32	39	45	50	36
$\langle E^* \rangle$	4,84	6,25	7,78	9,10	10,2	6,85
σ_{E^*}	0,70	0,86	1,01	1,16	1,26	0,76
N	39499	9894	9166	9228	8619	477
Système	QPAu					
$\langle E^* \rangle$	4,82	6,21	7,71	9,03	10,1	6,82
N	12513	6499	2441	922	394	3737
Systèmes	Xe+Sn					Gd+U
$E_{\text{cin}}^{\text{source}}$	3,84	4,79	5,89	6,90	7,73	5,99
$E_{\text{cin}}^{\text{frag}}$	1,44	1,66	1,81	1,93	1,93	2,25
$E_{\text{cin}}^{\text{part}}$	1,48	2,01	2,78	3,53	4,25	2,25
$E_{\text{cin}}^{\text{neu}}$	0,92	1,12	1,30	1,44	1,55	1,48
$-\Delta Q$	0,99	1,46	1,90	2,20	2,44	0,86
Système	QPAu					
$E_{\text{cin}}^{\text{source}}$	3,17	4,17	5,27	6,27	7,08	4,61
$E_{\text{cin}}^{\text{frag}}$	0,57	0,67	0,64	0,57	0,44	0,68
$E_{\text{cin}}^{\text{part}}$	1,46	2,06	2,87	3,71	4,50	2,37
$E_{\text{cin}}^{\text{neu}}$	1,18	1,47	1,77	2,01	2,15	1,59
$-\Delta Q$	1,65	2,04	2,44	2,75	2,97	2,20

TAB. 4.1 – *Première partie : valeur moyenne et écart type associés aux distributions de E^* de Xe+Sn (cinq premières colonnes) et Gd+U (dernière colonne), conditionnant les sélections appliquées; le nombre d'événements (N) dans ces différentes tranches; valeurs moyenne de E^* des événements QP sélectionnés de la même manière ainsi que la statistique résultante. Deuxième partie : valeurs moyennes des ingrédients rentrant dans la calorimétrie pour les tranches définies précédemment, pour l'évolution de ces variables voir figure 4.1.*

(3,54). À énergie d'excitation fixée, les collisions centrales semblent avoir une partie cinétique plus importante. On décompose maintenant cette énergie cinétique suivant celle emportée par les fragments ($E_{\text{cin}}^{\text{frag}}$), particules ($E_{\text{cin}}^{\text{part}}$) et neutrons ($E_{\text{cin}}^{\text{neu}}$). Pour les particules la superposition est impressionnante avec un écart maximum à $E^*=10$ MeV/A de 0,3 MeV/A. Cette bonne concordance est une indication forte de la pertinence des deux domaines angulaires choisis pour la sélection des particules rentrant dans la calorimétrie. **Quels que soient la taille et le mode de production des sources étudiées dans cette analyse, $E_{\text{cin}}^{\text{part}}$ pourrait constituer une bonne évaluation de l'énergie d'excitation.**

On a un moins bon accord pour l'énergie des neutrons. Partant de l'hypothèse $E_{\text{cin}}^{\text{neu}} = M_n T$, les différences entre les trois systèmes, à énergie d'excitation donnée, sont conditionnées par le nombre de neutrons. Le rapport nucléons sur protons : Gd+U (2,51) suivi de QPAu (2,49) puis Xe+Sn (2,38), peut expliquer des différences mais de manière générale les hypothèses faites sur les neutrons constituent la plus grande source d'incertitude. On ne peut donc utiliser cette va-

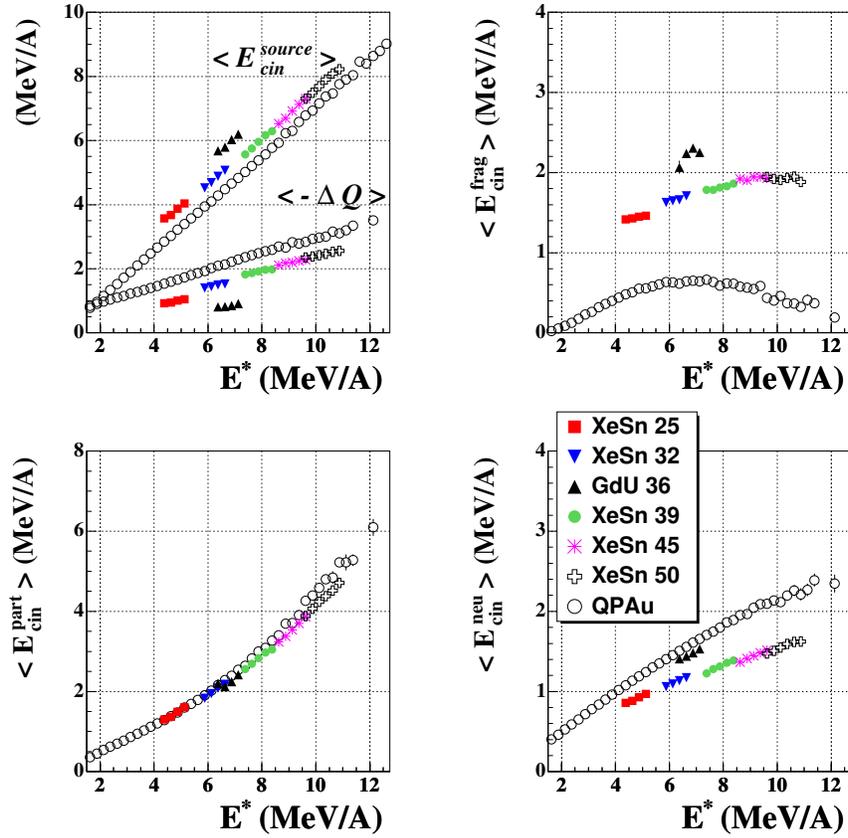


FIG. 4.1 – Évolution moyenne des composantes de la calorimétrie en fonction de l'énergie d'excitation (E^*) : en h. à g. : énergie cinétique totale (E_{cin}^{source}) et Q de réaction ($-\Delta Q$) ; figures suivantes : énergies cinétiques totales emportées par les fragments (h. à d.), particules (b. à g.) et neutrons (b. à d.) ; les codes de couleurs sont identiques pour les quatre figures ; toutes ces variables sont normalisées à la masse de la source A_{source} .

riable pour obtenir des informations sur les trois systèmes. Cependant on peut en tirer un ordre de grandeur sur la pertinence de la calorimétrie ; nous considérons ainsi l'écart, à E^* donnée, entre les E_{cin}^{neu} des systèmes Xe+Sn et QPAu (hypothèse la plus défavorable) : celui-ci varie sur l'intervalle [5 ;10] MeV/A de 0,3 à 0,7 MeV/A nous donnant des incertitudes de l'ordre de 6%. **La calorimétrie nous donne une estimation de l'énergie d'excitation avec une erreur relative inférieure ou égale à 10%.** Ce résultat est en accord avec les estimations rapportées dans [52], et avec l'analyse approfondie de la procédure de calorimétrie réalisée dans [53] et qui à partir d'une simulation a permis de déduire des erreurs absolues sur l'évaluation de l'énergie d'excitation.

Ce sont les énergies cinétiques totales des fragments qui montrent les différences les plus marquées tant du point de vue du comportement que des valeurs. Pour le QPAu, on a un comportement parabolique avec un maximum de 0,6 MeV/A à $E^*=7$ MeV/A. Les Xe+Sn croissent jusqu'à 9

MeV/A puis semblent saturer à une valeur de 2 MeV/A. Les Gd+U sont situés à un peu moins d'un MeV/A au-dessus de Xe+Sn@32. Une grande différence entre les QP et les sources issues des collisions centrales est la détermination du repère de la source. Celui des QP est conditionné par les fragments, on retrouve donc l'influence des partitions dans la détermination avec le cas trivial des $M_{\text{frag}}=1$, où par construction l'énergie du seul fragment est nulle. Si on retire ces événements, on décale la distribution de 0,2 MeV/A vers le haut. La différence de comportement au-delà de 7 MeV/A entre Xe+Sn et QPAu est une première indication d'effets de voies de sortie différentes.

4.2 Partitions des produits de désexcitation des deux types de sources.

Nous continuons notre comparaison en nous intéressant aux partitions des événements. Concernant les tailles des systèmes (voir tableau 4.2), la différence entre Xe+Sn et QPAu n'est pas très importante; Gd+U, beaucoup plus massif, permet une comparaison des résultats sur une plus grande gamme en taille. Sur la figure 4.2 l'évolution de la charge moyenne des sources (Z_{source}) Xe+Sn et QPAu montre le même comportement suivant E^* : une décroissance lente puis une saturation due aux conditions en complétude appliquées aux différents systèmes. Pour prendre en compte les effets de taille entre systèmes et ceux dus aux évolutions, pour un même système, suivant E^* , on utilise Z_{source} comme variable de normalisation pour les variables statiques que l'on veut comparer.

On s'intéresse aux multiplicités et compositions en charges. Les trois autres observables de la figure sont la multiplicité totale de produits chargés (M_{charge}) et la charge totale associée aux fragments (Z_{frag}) et particules (Z_{part}). Elles sont normalisées à la charge de la source. On observe une très bonne superposition des trois systèmes pour M_{charge} avec les QPAu, intercalés entre Xe+Sn et Gd+U. Pour les deux autres observables, on a également un bon accord entre Xe+Sn et QPAu, mais Gd+U se distingue avec une configuration un peu plus asymétrique (plus de fragments et moins de particules). Ces propriétés de répartitions de la charge entre particules et fragments sont importantes et permettent d'avaliser les sélections antérieures. En effet ayant dès le début de l'analyse séparé les événements en deux groupes avec des traitements propres aux collisions centrales (sélection en angle de flot pour les fragments et doublage des particules dans le domaine angulaire $[60^\circ; 120^\circ]$) et périphériques (critère de compacité dynamique pour les fragments et doublage des particules à l'avant du QP), il est important de retrouver une équivalence de l'évolution de la répartition particules/fragments en fonctions de l'énergie d'excitation. Si l'on raisonne en terme de multiplicité M_{part} (figure 4.3), on s'aperçoit que la différence vue pour les Gd+U est due à une moindre production en particules. Une explication peut être la vitesse du CM de cette réaction qui a la valeur la plus faible ($\beta_{\text{CM}} = 0,11$ (c)) et qui peut engendrer des pertes en particules de basse énergie (effets de seuil). La superposition entre Xe+Sn et QPAu est cette fois-ci parfaite pour M_{part} . Les multiplicités sont moins sensibles aux différents taux de production de chaque type de particules qui peuvent induire des différences lorsqu'on regarde leur charge totale associée.

La première variable statique à montrer des différences entre les trois systèmes est la multi-

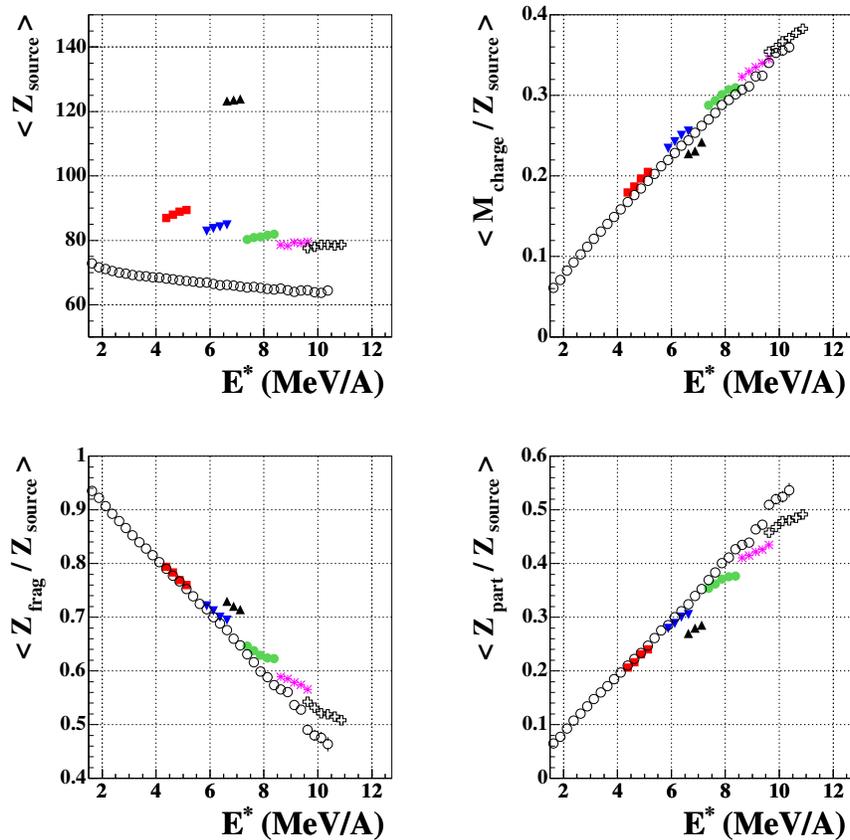


FIG. 4.2 – Évolution moyenne, en fonction de E^* , de la charge totale de la source (Z_{source}), de la multiplicité de produits chargés et des charges totales associées aux fragments et particules. Les trois dernières observables sont normalisées à Z_{source} ; les codes de couleurs sont identiques à ceux de la figure 4.1. Seulement les points correspondant à une statistique supérieure à 50 sont tracés.

plicité de fragments (M_{frag}). Si la normalisation "ramène" Gd+U au niveau des Xe+Sn, les événements de QPAu sont situés nettement en dessous. **À énergie d'excitation donnée, les sources produites en collisions centrales produisent plus de fragments que les QP produits dans les collisions périphériques.** Pour une charge totale de fragments équivalente, le nombre de fragments produits est moindre en QPAu, on s'attend donc à des partitions de fragments complètement différentes. Une première indication de cette différence est la charge du plus gros (Z_1) qui est au premier ordre indépendante du système, on voit une très bonne superposition de sa valeur moyenne (sans normalisation) pour les trois systèmes. La différence entre Xe+Sn et QPAu varie, avec E^* , de 5 à 3 charges; entre Gd+U et QPAu celle-ci n'est plus que de 1 charge (voir tableau 4.2). La conséquence de cette propriété sur les autres fragments

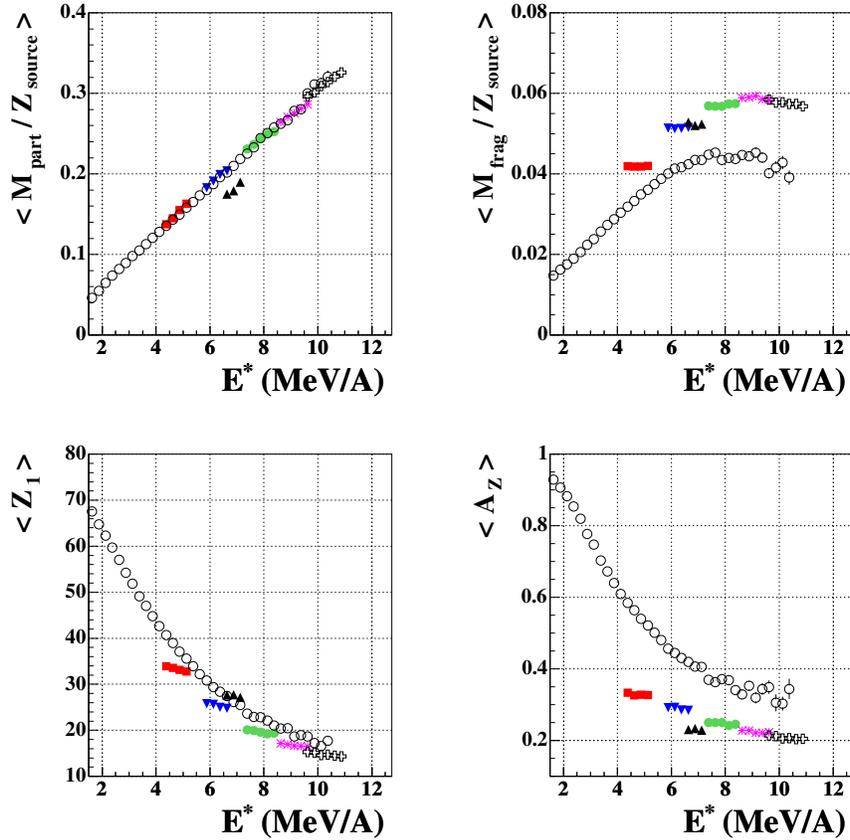


FIG. 4.3 – Évolution moyenne, en fonction de E^* , des multiplicités de fragments et particules normalisées à la taille de la source, de la charge du plus gros fragment et de l'asymétrie en charge des fragments ; les codes de couleurs sont identiques à ceux de la figure 4.1. Seulement les points correspondant à une statistique supérieure à 50 sont tracés.

est résumée dans la variable d'asymétrie de charge (A_Z) définie par l'égalité 4.1⁴ : à taille de plus gros fragment équivalente, Xe+Sn et Gd+U produisent des émissions de fragments beaucoup plus symétriques. Ces différences entre quasi-projectiles et sources de quasi-fusion nous obligent à élargir notre comparaison aux propriétés dynamiques des fragments. L'observation d'une moindre énergie cinétique totale emportée par les fragments pour les QPAu (figure 4.1) donne une première indication sur l'origine de ces différences : l'influence de la dynamique de la collision dans la formation des fragments.

$$A_Z = \frac{1}{\sqrt{M_{\text{frag}} - 1}} \frac{\sigma_Z}{\langle Z \rangle} \quad (4.1)$$

⁴Celle-ci est simplement l'écart-type σ_Z divisé par la moyenne ($\langle Z \rangle$) avec un facteur de normalisation dépendant de la multiplicité : c'est une généralisation des asymétries à 2 ou 3 fragments couramment utilisées dans l'étude des partitions [31, 54]. Elle varie entre 0 et 1 des partitions symétriques aux asymétriques.

Systèmes	Xe+Sn					Gd+U
E_{inc}	25	32	39	45	50	36
Z_{source}	88,7	83,9	81,0	78,9	78,3	123,5
$Z_{\text{frag}}^{(N)}$	0,77	0,71	0,63	0,58	0,52	0,72
$Z_{\text{part}}^{(N)}$	0,23	0,29	0,37	0,42	0,47	0,28
$M_{\text{charge}}^{(N)}$	0,20	0,25	0,30	0,33	0,37	0,23
$M_{\text{frag}}^{(N)} \times 10^2$	4,19	5,14	5,70	5,89	5,77	5,23
$M_{\text{part}}^{(N)}$	0,15	0,20	0,24	0,27	0,31	0,18
Z_1	33,2	25,3	19,7	16,8	14,8	27,6
A_Z	0,33	0,29	0,25	0,22	0,21	0,23
Système	QPAu					
Z_{source}	67,7	66,4	65,3	64,6	64,2	66,0
$Z_{\text{frag}}^{(N)}$	0,77	0,70	0,61	0,54	0,47	0,67
$Z_{\text{part}}^{(N)}$	0,23	0,30	0,39	0,46	0,53	0,33
$M_{\text{charge}}^{(N)}$	0,18	0,23	0,28	0,32	0,35	0,25
$M_{\text{frag}}^{(N)} \times 10^2$	3,45	4,13	4,44	4,41	4,04	4,31
$M_{\text{part}}^{(N)}$	0,15	0,19	0,24	0,28	0,31	0,21
Z_1	37,6	29,2	22,9	19,6	17,5	26,6
A_Z	0,55	0,44	0,37	0,34	0,33	0,41

TAB. 4.2 – Valeurs moyennes des tailles de source et des différentes composantes en taille et multiplicité de celle-ci. Les colonnes se réfèrent aux mêmes que celles définies dans le tableau 4.1; pour l'évolution de ces variables voir figures 4.2 et 4.3. Les variables renormalisées par rapport à la taille de la source (Z_{source}) sont indexées $^{(N)}$.

4.3 Énergie radiale d'expansion.

4.3.1 Définition.

Les expériences de collisions d'ions lourds ont motivé l'apparition de nombreux modèles théoriques [55, 56] permettant de comprendre la dynamique de la réaction. Ces modèles basés sur des équations de transport ont mis en évidence pour les petits paramètres d'impact deux phases : compression puis expansion du système formé. Lors de la compression, la forte contrainte en densité équivaut à un gain en énergie potentielle. Lorsque la densité maximum, conditionnée par le coefficient d'incompressibilité de la matière nucléaire, est atteinte, le système "repart dans l'autre sens", il subit donc cette phase d'expansion, avec un transfert de l'énergie potentielle de compression en une énergie cinétique d'expansion. Cette énergie radiale d'expansion E_R est

associée souvent à un champ de vitesse radial autosimilaire⁵. On peut ensuite décomposer E_R (expression 4.2) en une partie purement dynamique (liée à la densité) : énergie de flot ($E_{\text{flot}}^{\text{dyn}}$) et une partie liée à une pression thermique qui traduit la chaleur due à l'énergie dissipée dans les collisions ($E_{\text{flot}}^{\text{therm}}$)⁶

$$E_R = E_{\text{flot}}^{\text{dyn}} + E_{\text{flot}}^{\text{therm}} \quad (4.2)$$

Plus on augmente le paramètre d'impact et plus l'image compression-expansion devient inappropriée. L'énergie déposée par la collision l'est essentiellement par friction entre le quasi-projectile (partie spectatrice) et la zone participante (recouvrement des deux noyaux). On s'attend donc à avoir une nette prépondérance de l'énergie radiale thermique dans la contribution à E_R .

Un exemple de modélisation de l'expansion due à une pression thermique est proposé dans [57–59]. Elle correspond à une description du noyau comme étant un gaz de Fermi subissant une expansion isentropique ($T\rho^{-\frac{2}{3}} = \text{cte}$). En partant de cette hypothèse, l'auteur dérive une équation d'état simple des noyaux à faible densité avec un comportement quadratique en densité (ρ) de l'énergie (E/A) (éq. 4.3). Il suppose que l'énergie de liaison du noyau varie de 8 MeV, à densité normale (ρ_o), à zéro quand la densité s'annule, nécessitant une valeur de 144 MeV pour le facteur d'incompressibilité (K_c).

$$\left(\frac{E}{A}\right)_{T=0} = \frac{K_c}{18} \left(1 - \frac{\rho}{\rho_o}\right)^2 - 8 \text{ MeV} = 8 \left(\left(1 - \frac{\rho}{\rho_o}\right)^2 - 1 \right) \text{ MeV} \quad (4.3)$$

Cette équation ne prend pas en compte les effets de dispersion dus à la viscosité des noyaux, mais permet une bonne estimation du rôle de la pression thermique dans l'expansion des noyaux. La figure 4.4 issue de [60] permet d'évaluer le gain en $E_{\text{flot}}^{\text{therm}}$ du système en expansion et ce pour différentes énergies d'excitation initiales (valeurs à densité normale portées à droite).

L'évolution de l'énergie du noyau (thermique+potentielle) suivant sa densité est indiquée par les différentes courbes. Pour une densité donnée on peut ainsi en déduire l'énergie de flot. Par exemple, pour une énergie d'excitation initiale de 11 MeV/A (correspondant à une énergie totale de départ de 3 MeV/A ; $\frac{E}{A}(t=0) = \frac{E^*}{A} + \frac{B}{A} = 3$) et pour un volume correspondant à ($\rho/\rho_o = 0,3$), on trouve $E_{\text{flot}}^{\text{therm}} \sim 3 - 1 = 2 \text{ MeV/A}$. Les marqueurs (mentionnés par "temperature of turning point") sont des évaluations de l'endroit où le système en expansion multi-fragmente. Il est clair que cette vision purement thermique doit être pondérée par les effets de viscosité et les effets de compression-expansion pour les collisions les plus centrales.

⁵La propriété de ce champ de vitesse est une dépendance unique suivant le module de la distance au centre de la source.

⁶Nous introduirons la contribution du potentiel coulombien dans la suite de l'exposé (paragraphe 4.3.3).

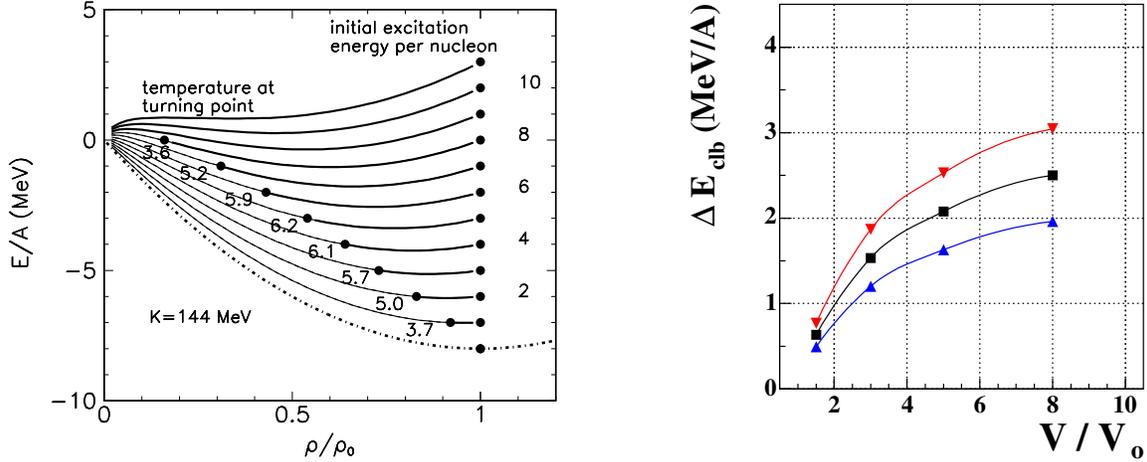


FIG. 4.4 – À g. : figure, tirée de [60], montrant les chemins dans le plan énergie densité de noyaux soumis à une expansion isentropique résultant d’une pression thermique ; ces trajectoires sont déduites de 4.3. À d. : évaluation de l’énergie coulombienne ΔE_{clb} convertie en énergie cinétique d’expansion en fonction du volume de FO (V) exprimé en fraction du volume à densité normale (V_0). Les trois courbes correspondent aux trois systèmes étudiés $Gd+U$ (triangles inversés), $Xe+Sn$ (carrés) et $QPAu$ (triangles).

4.3.2 Production des fragments à basse densité : multifragmentation et coalescence.

La densité diminuant, le système devient instable. Une explication souvent avancée est la suivante : le système arrive progressivement dans une zone d’instabilités mécaniques (zone spinodale) où il subit des fluctuations de densité. Ces fluctuations conduisent à la formation de fragments. L’instant où les fragments produits ne ressentent plus leur interaction nucléaire mutuelle est appelé instant de Freeze-Out : la configuration est ”gelée”, l’évolution des partitions en fragments ne pourra être influencée, par la suite, que par la désexcitation secondaire. Entre l’apparition des pré-fragments et leur existence effective au Freeze-Out (FO), un processus nommé coalescence peut avoir lieu. Il consiste en un réarrangement des fragments entre eux ou avec des nucléons libres. Ce phénomène peut engendrer une modification des partitions originelles issues de la décomposition spinodale par exemple. L’importance de ce phénomène doit être liée à l’énergie d’expansion radiale du système quand il multifragmente. Plus le système a une énergie d’expansion importante et plus les fragments vont s’éloigner rapidement les uns des autres avec un minimum de coalescence. **On doit s’attendre à un lien direct entre le nombre de fragments, l’asymétrie des partitions et la valeur de l’énergie radiale d’expansion.**

4.3.3 Effet du champ coulombien dans l'expansion.

En première approximation on peut considérer les sources comme des sphères uniformément chargées avec une énergie coulombienne $E_{\text{clb}}^{(o)} = a_c Z^2 A^{-1/3}$ où $V_o = r_o^3 A$ et $a_c = 3e^2/5r_o \sim 0.73$ MeV. Lors de l'expansion, l'augmentation du volume de la source jusqu'à $V_k = kV_o$ entraîne une variation de l'énergie coulombienne $\Delta E_{\text{clb}} = E_{\text{clb}}^{(k)} - E_{\text{clb}}^{(o)}$ où $E_{\text{clb}}^{(k)} = E_{\text{clb}}^{(o)} \cdot k^{-1/3}$ que l'on retrouve en énergie cinétique d'expansion⁷. Pour estimer cette contribution, on doit donc faire l'hypothèse d'un volume de Freeze-Out qui correspond à l'instant où la seule propagation des fragments sous l'effet du champ coulombien prend la suite de l'expansion de la source. Cette contribution coulombienne ΔE_{clb} a la même caractéristique d'autosimilarité que E_R puisqu'elle est provoquée par son champ de vitesse associé. On peut donc écrire que l'énergie totale d'expansion $E_{\text{expans}}^{\text{tot}}$ de la source peut être estimée au Freeze-Out par l'égalité 4.4 regroupant les composantes dynamique, thermique et coulombienne qui ne peuvent être dissociées les unes des autres du point de vue expérimental. L'utilisation d'une simulation adaptée est alors nécessaire pour obtenir une information sur l'énergie d'expansion radiale E_R .

$$E_{\text{expans}}^{\text{tot}} = E_R + \Delta E_{\text{clb}} = E_{\text{flot}}^{\text{dyn}} + E_{\text{flot}}^{\text{therm}} + \Delta E_{\text{clb}} \quad (4.4)$$

4.3.4 Vitesse relative et normalisation à la taille du système.

Pour explorer correctement les propriétés dynamiques des fragments des trois systèmes, nous avons besoin d'une **variable dynamique indépendante de la définition du repère de la source**. Nous reprenons donc $\beta_{\text{rel}} = \frac{2}{M_{\text{frag}}(M_{\text{frag}}-1)} \sum_{i \neq j} |\vec{\beta}^{(i)} - \vec{\beta}^{(j)}|$, vitesse relative moyenne entre fragments que nous avons utilisée dans la sélection dynamique des événements QP (voir début du chapitre 2). Cette variable nécessitant au moins deux fragments nous ne considérons à présent que les événements avec $M_{\text{frag}} \geq 2$. Elle permet une bonne estimation du volume des événements dans l'espace des vitesses. La figure 4.5 montre l'évolution de la valeur moyenne de β_{rel} en fonction de l'énergie d'excitation. On retrouve une hiérarchie de valeurs équivalente à celle observée pour $E_{\text{cin}}^{\text{frag}}$: les Gd+U au-dessus, suivis des Xe+Sn puis les QPAu. Ces derniers ont un comportement constant ($\beta_{\text{rel}} \sim 0,09(c)$) avec un infléchissement au-delà de 9 MeV/A. Ceci est directement lié aux critères en compacité que l'on avait précédemment demandé aux fragments. Le β_{rel} des Xe+Sn croît constamment de 0,11 à 0,14 c, Gd+U se situe à un peu moins de 0,2 c au-dessus de Xe+Sn à 32 MeV/A. D'après la description précédente pour remonter à la contribution de l'énergie d'expansion E_R , il faut prendre en compte l'effet de répulsion coulombienne sur les vitesses relatives, ce n'est rien d'autre qu'une autre façon de renormaliser à la taille du système. La seule information disponible pour cela est la taille totale de la source Z_{source} et la partition des fragments ($\{Z^{(i)}\}$). Une modélisation simple est de considérer l'énergie coulombienne entre chaque fragment i et le reste de la source ($Z_i(Z_{\text{source}} - Z_i)$). Ceci nous donne une estimation de l'énergie coulombienne sur tout le processus (expansion+propagation coulombienne). La variable β_{rel} , reflétant un comportement moyen des écarts en vitesse, nous considérons donc la valeur

⁷Une autre méthode, l'approximation de Wigner-Seitz, considère les fragments produits au Freeze-Out. La différence se fait alors entre $E_{\text{clb}}^{(o)}$ et la somme des énergies d'interaction inter-fragments. Elle nécessite aussi le choix d'un volume de FO.

moyenne de cette énergie coulombienne proportionnelle à $\langle Z \rangle (Z_{\text{source}} - \langle Z \rangle)$.

$$\beta_{\text{rel}}^{(N)} = \frac{\beta_{\text{rel}}}{\sqrt{\langle Z \rangle (Z_{\text{source}} - \langle Z \rangle)}} \quad (4.5)$$

On normalise β_{rel} , qui a les dimensions d'une vitesse, par la racine carrée de cette grandeur (définition 4.5). L'effet de la renormalisation est surprenant : elle superpose Gd+U aux QPAu et rapproche aussi Xe+Sn@25. Cette quasi-concordance entre Xe+Sn@25 et QPAu peut être mise en parallèle avec l'évolution de $M_{\text{frag}}/Z_{\text{source}}$ (en b. à g.) qui cette fois n'inclut que les $M_{\text{frag}} > 1$ et qui montre des valeurs comparables entre XeSn@25 et QPAu. Pour ces deux systèmes (qui sont de taille, au premier ordre, équivalente) sur toute la gamme en énergie d'excitation, la différence de production de fragments semble être fortement corrélée avec E_R . Pour Gd+U, beaucoup plus massif, il semble que le rôle de E_R soit moins important.

4.3.5 Extrapolation des énergies radiales d'expansion.

Cette observation est une confirmation, pour les collisions centrales Xe+Sn, de l'augmentation de l'énergie d'expansion avec l'énergie incidente. Ceci rejoint les études réalisées sur Xe+Sn [4, 14, 61] et qui ont permis d'évaluer E_R pour les énergies incidentes allant de 32 à 50 MeV/A. Les valeurs de E_R sont extraites à partir d'une simulation mimant la multifragmentation de sources équilibrées (SMM) [62]. Différents couples des paramètres : énergie d'expansion radiale et volume de FO⁸ (V_{FO}) ont été testés pour reproduire au mieux les propriétés des événements expérimentaux. Les valeurs reprises ici sont les solutions correspondant à un V_{FO} de $3V_o$. De manière générale différents couples donnent des reproductions comparables avec E_R qui augmente quand V_{FO} augmente. Les barres d'erreurs associées aux valeurs reflètent en partie le nombre de solutions possibles.

Nous allons utiliser ces valeurs (tableau 4.3) comme référence pour étalonner les autres systèmes et ainsi obtenir une information sur leur E_R . On utilise la variable $\beta_{\text{rel}}^{(N)}$ comme intermédiaire (en b. à d. de la figure 4.5). Avec une évolution en fonction de E_R , reproduite par un polynôme du 2nd degré, on peut déduire les valeurs correspondant aux QPAu, Gd+U et Xe+Sn@25 (tableau 4.3). Pour les QPAu, E_R varie de 0,05 à 0,35 MeV/A, montrant une faible énergie d'expansion liée aux collisions périphériques.

S'attendant à une prépondérance de $E_{\text{flot}}^{\text{therm}}$ dans E_R , on peut s'intéresser aussi aux réactions sur noyaux induites par hadrons où dans ce cas on est sûr de n'avoir qu'une pression thermique comme "moteur de l'expansion". On reprend des données ISIS relatives à la réaction $\pi^- + ^{197}\text{Au}@8\text{GeV}/c$. Une systématique de l'évaluation de l'énergie radiale⁹ sur $E^* \in [5, 9]\text{MeV}/A$, nous permet une comparaison directe avec nos données. Ces valeurs [63] sont reportées dans le tableau 4.4 avec les tailles de sources correspondantes. Celles-ci sont comparables à celles du QPAu. Une mise en commun des trois systèmes INDRA (Xe+Sn, Gd+U et QPAu) et de ces

⁸La définition du volume de FO dans SMM est le volume de la sphère comprenant tous les centres des fragments.

⁹Cette évaluation est aussi basée sur un calcul SMM et les valeurs déduites correspondent aussi à un volume de Freeze-Out de $3V_o$.

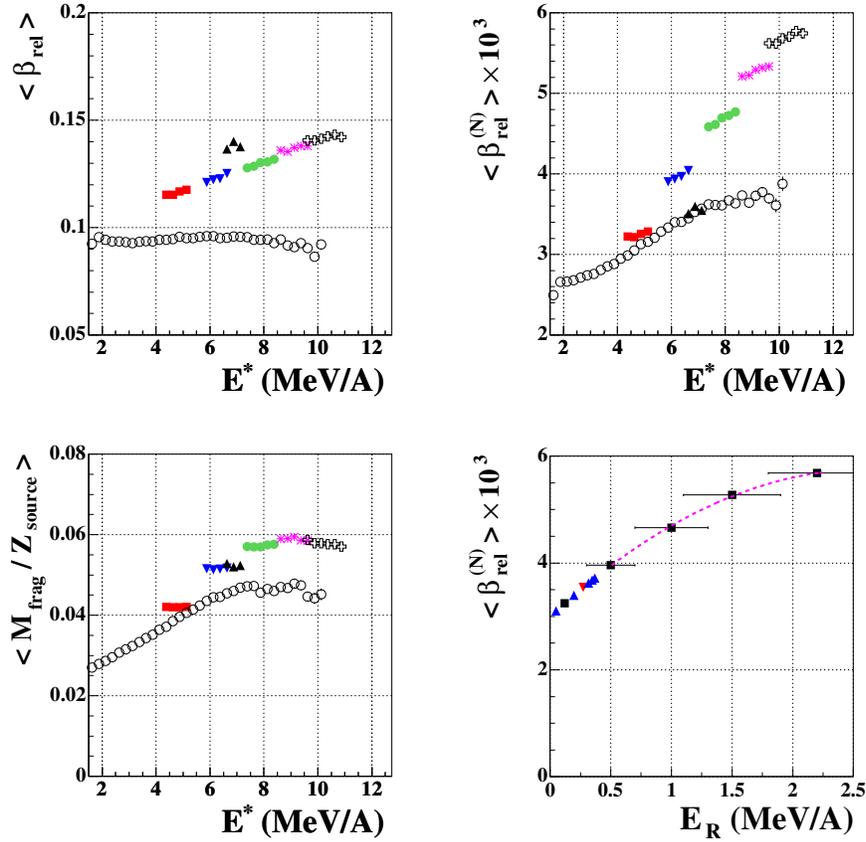


FIG. 4.5 – Événements $M_{frag} > 1$. En h. : évolution moyenne, en fonction de E^* , de la vitesse relative moyenne inter-fragments avant (à g.) et après renormalisation β_{rel}^N (à d.) (voir texte). En bas à g. : évolution moyenne, en fonction de E^* , de M_{frag} normalisée à la taille de source ; à d. : corrélation entre β_{rel}^N , variable expérimentale et l'énergie radiale d'expansion E_R , paramètre déduit avec la simulation SMM, pour le système Xe+Sn de 32 à 50 MeV/A. Ces 4 points (avec barres d'erreur) sont reliés par une courbe, fonction reproduisant cette corrélation. Les autres points, extrapolés à partir de cette fonction, sont respectivement XeSn@25 (carré), Gd+U (triangle inversé) et les 5 QPAu (triangles) correspondant aux 5 énergies d'excitation de Xe+Sn. Pour les trois premières figures, seulement les points correspondant à une statistique supérieure à 50 sont tracés.

données ISIS est faite sur la figure 4.6 où l'on porte l'énergie radiale en fonction de l'énergie d'excitation.

à $E^*=5$ MeV/A, on a un bon accord entre les trois systèmes sur une énergie d'expansion très faible. Ensuite QPAu et π^- +Au sont identiques jusqu'à 7 MeV/A ($E_R \sim 0,3$ MeV/A, avec aussi une superposition de Gd+U), tandis que Xe+Sn augmente beaucoup plus vite. Après 7 MeV/A, QPAu et π^- +Au se distinguent l'un de l'autre avec un petit infléchissement de pente pour ce dernier et une saturation pour les QPAu amenant une différence sur E_R d'environ 0,3

Systèmes	Xe+Sn					Gd+U
E_{inc} (MeV/A)	25	32	39	45	50	36
E^* (MeV/A)	4,91	6,29	7,81	9,12	10,20	6,85
E_{R} (MeV/A)	0,12	0,50±0,2*	1,00±0,3*	1,50±0,4*	2,20±0,4*	0,27
ΔE_{clb} (MeV/A) ($3V_o$)	1,38	1,33	1,30	1,28	1,27	1,60
$\beta_{\text{rel}}^{(N)} \times 10^3$	3,248	3,959	4,662	5,274	5,685	3,545
$M_{\text{frag}}/Z_{\text{source}} \times 10^2$	4,20	5,14	5,69	5,85	5,75	5,23
Système	QPAu					
E_{R} (MeV/A)	0,05	0,20	0,32	0,37	0,35	0,25
ΔE_{clb} (MeV/A) ($3V_o$)	1,09	1,07	1,06	1,05	1,05	1,07
$\beta_{\text{rel}}^{(N)} \times 10^3$	3,102	3,395	3,626	3,720	3,679	3,502
$M_{\text{frag}}/Z_{\text{source}} \times 10^2$	3,94	4,45	4,66	4,70	4,38	4,60

TAB. 4.3 – Événements $M_{\text{frag}} > 1$. Valeurs moyennes des énergies d’expansion radiale (E_{R}), de l’énergie cinétique coulombienne au FO ($3V_o$), de la vitesse relative moyenne des fragments normalisée à l’énergie coulombienne totale $\beta_{\text{rel}}^{(N)}$ (éq. 4.5) et de la multiplicité de fragments normalisée à la taille de la source. Les colonnes se réfèrent aux mêmes que celles définies dans le tableau 4.1. Les * indiquent les valeurs obtenues par SMM [61].

MeV/A à $E^* = 9$ MeV/A. Cette petite divergence peut s’expliquer par le critère en compacité dynamique appliquée aux QPAu. Celui-ci ne semble pas influencer le comportement de E_{R} jusqu’à 7-8 MeV/A mais au-delà son effet est visible avec cette saturation et la légère redescente à $E^* = 10$ MeV/A. Ce comportement reflète directement celui de β_{rel} et $\beta_{\text{rel}}^{\text{N}}$ de la figure 4.5. Cet effet de la sélection dynamique, n’est pas à relier à une troncature des partitions disponibles dans les collisions périphériques. L’effet observé reflète plutôt la limite imposée dans les collisions périphériques par le trio "Cible+MR+Projectile". Cette limite, qui est liée directement à la vitesse du projectile dans le CM de la réaction, conditionne la dissipation maximale jusqu’où l’on peut sélectionner des sources équilibrées bien identifiées. En d’autres termes, on a une limitation de l’observation de sources avec flot dans des collisions d’ions lourds périphériques. Cette contrainte n’existe pas dans les réactions induites par hadrons sur noyaux comme pour ISIS. Si l’on revient au système Xe+Sn, à 50 MeV/A, une évaluation de la partie thermique ($E_{\text{flot}}^{\text{therm}}$) dans E_{R} donne une valeur de 0,5 MeV/A [64]. Cette valeur est symbolisée par le carré ouvert et se place entre QPAu et $\pi^- + \text{Au}$. La partie thermique dans Xe+Sn est équivalente à celle des deux autres systèmes. C’est la phase compression-expansion qui fournit le reste ($E_{\text{flot}}^{\text{dyn}}$).

Pour Gd+U, la valeur extrapolée (0,27 MeV/A) se situe entre celle de Xe+Sn@25 et 32. Dans [12] l’intervalle $E_{\text{R}} \in [1; 1,5]$ MeV/A est proposé pour reproduire les données de Gd+U. La valeur que nous déduisons est en désaccord et illustre plutôt pour ce système beaucoup plus massif la prépondérance de l’énergie coulombienne ΔE_{clb} sur l’énergie de flot radial E_{R} dans le partage de $E_{\text{expans}}^{\text{tot}}$.

Après l’estimation de l’énergie radiale d’expansion, nous évaluons l’énergie coulombienne à partir de l’estimation ΔE_{clb} proposée précédemment. Nous choisissons comme volume de FO, un

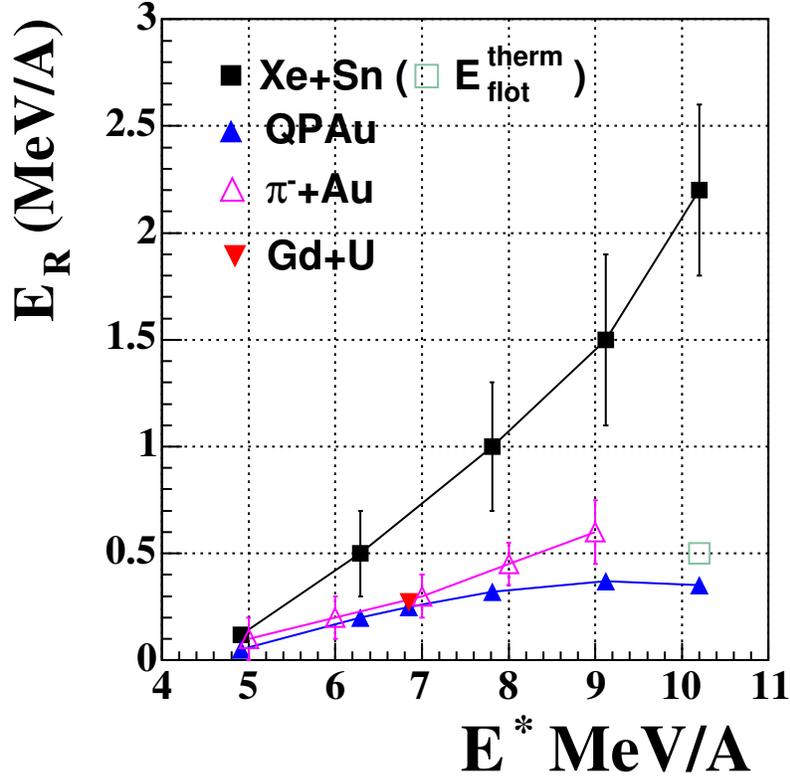


FIG. 4.6 – Corrélation entre E_R , énergie radiale d'expansion et E^* , énergie d'excitation pour $Xe+Sn$, $QPAu$, $Gd+U$ et π^-+Au . Le carré ouvert correspond à une évaluation de E_{flot}^{therm} de $Xe+Sn$ à 50 MeV/A (voir texte).

Système	$\pi^- + {}^{197}\text{Au} @ 8 \text{ GeV}/c$				
E^* (MeV/A)	5	6	7	8	9
E_R (MeV/A)	$0,1 \pm 0,1$	$0,20 \pm 0,1$	$0,30 \pm 0,1$	$0,45 \pm 0,1$	$0,6 \pm 0,15$
Z_{source}	63	61	59	57	55

TAB. 4.4 – Réaction $\pi^- + {}^{197}\text{Au} @ 8 \text{ GeV}/c$. Valeurs moyennes des énergies d'expansion radiale (E_R), et de la taille de la source Z_{source} pour différentes valeurs de l'énergie d'excitation E^* . Données ISIS tirées de [63].

volume correspondant à 3 fois celui à densité normale. Ceci nous donne l'expression : $\Delta E_{clb} = E_{clb}^{(o)}(1 - k^{-1/3})$ avec $k=3$. Sur la figure 4.4 est tracée l'évolution de cette énergie coulombienne suivant le volume de FO et la taille du système. On a une corrélation triviale avec la charge du système. De plus si le volume de FO augmente, l'intégration du potentiel coulombien

se fait sur un volume plus grand, donnant un ΔE_{clb} plus important. Dans l'hypothèse où l'énergie d'expansion conditionne en grande partie ce volume de FO, il apparaît clairement que pour une énergie collective augmentant, le volume augmente et donc ΔE_{clb} aussi. On calcule ΔE_{clb} en utilisant la masse et la charge de la source événement par événement. Les valeurs moyennes sont indiquées dans le tableau 4.3.

4.3.6 Influence de l'expansion dans la production de fragments.

Nous avons maintenant une bonne estimation de l'énergie totale d'expansion $E_{\text{expans}}^{\text{tot}}$. L'évolution moyenne de $M_{\text{frag}}/Z_{\text{source}}$ en fonction de celle-ci (fig. 4.7) montre une corrélation claire entre taux de production et énergie totale d'expansion. Que cette énergie provienne de E_{R} ou de ΔE_{clb} , la multiplicité de fragments augmente quand l'énergie d'expansion augmente. Ce comportement se rapproche d'une parabole avec un bon accord pour tous les systèmes. Gd+U et XeSn@32 se superposent illustrant une même solution pour une balance $E_{\text{R}}-\Delta E_{\text{clb}}$ différente. Le maximum correspond à XeSn@45 avec une redescente pour 50 MeV/A. Ceci indiquerait que $E_{\text{expans}}^{\text{tot}}$ est aussi responsable du basculement vers le régime de vaporisation avec une production de fragments de plus en plus petits ($Z < 5$). Pour les QPAu, quelle que soit l'énergie d'excitation, on est localisé à une faible énergie totale d'expansion ($E_{\text{expans}}^{\text{tot}} < 1,5$ MeV/A) indiquant que les collisions périphériques produisent des sources avec une énergie d'expansion radiale moindre par rapport aux collisions centrales de Xe+Sn. Le cas de Gd+U est intéressant puisqu'il semble montrer une prépondérance du rôle du potentiel coulombien dans le processus d'expansion menant à la formation des fragments. À ce stade on ne peut rien conclure de définitif et une analyse plus détaillée est nécessaire pour une meilleure compréhension de ce comportement. L'asymétrie (projectile-cible) de la voie d'entrée et la taille de la source de quasi-fusion plus importantes que pour Xe+Sn sont des explications possibles.

4.3.7 Évaluation du gain en multiplicité de fragments grâce à la présence d'énergie radiale.

Pour conclure ce chapitre, nous proposons une méthode permettant d'évaluer les gains en multiplicité dus à la présence d'énergie radiale d'expansion dans le système Xe+Sn en prenant comme référence les QPAu. Pour ce faire, nous déduisons l'énergie thermique à partir de la simple relation $E_{\text{th}} = E^* - E_{\text{R}}$. Nous traçons ensuite la corrélation entre $M_{\text{frag}}/Z_{\text{source}}$ et E_{th} pour les trois systèmes (figure 4.8, courbes tiretées et marqueurs ouverts). À cette corrélation nous superposons la corrélation entre $M_{\text{frag}}/Z_{\text{source}}$ et E^* déjà montrée, avec cette fois un point par énergie incidente pour Xe+Sn et Gd+U et pour les énergies d'excitation correspondantes des QPAu (courbes continues et marqueurs fermés). Pour Xe+Sn (triangles), on a le décalage le plus important entre les deux corrélations. Gd+U (cercles) et QPAu (carrés) ne sont quasiment pas affectés, observation normale, étant données les faibles valeurs de E_{R} que l'on a déduit de l'analyse précédente. Ceci entraîne la perte de concordance entre XeSn@32 et Gd+U, puisque ce dernier a une énergie thermique proche de celle de Xe+Sn@39 mais avec une multiplicité plus faible. Pour évaluer, pour le système Xe+Sn, la fraction de $M_{\text{frag}}/Z_{\text{source}}$ due à la présence

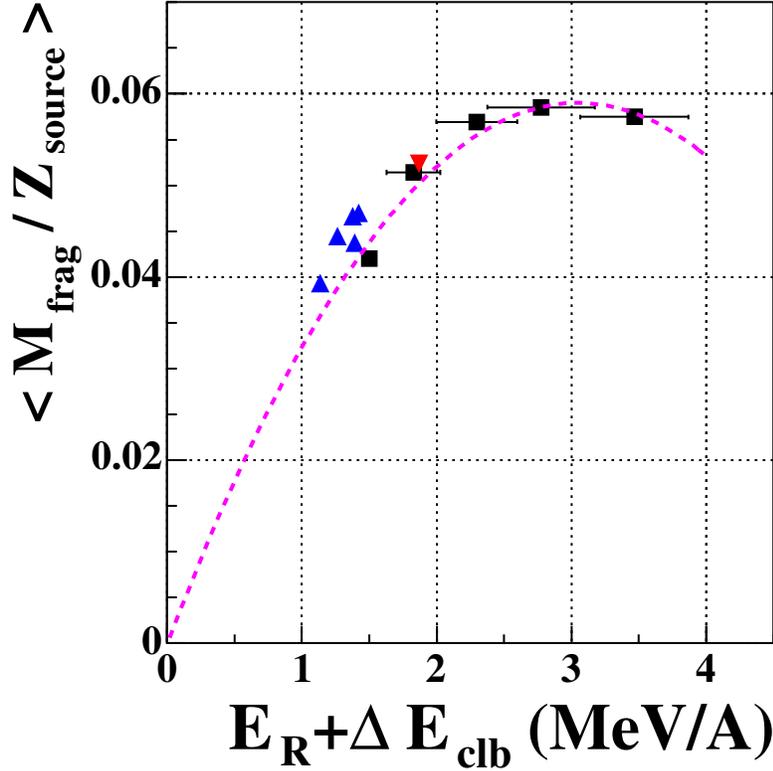


FIG. 4.7 – Corrélation entre multiplicité de fragments normalisée à la taille de source et énergie totale d’expansion pour les trois systèmes étudiés : Xe+Sn (carrés noirs), Gd+U (triangle rouge inversé) et QPAu (triangles bleus). Les valeurs correspondent à celle du tableau 4.3.

d’énergie d’expansion, on mesure la différence $\Delta (M_{frag})$ avec le QPAu pour une énergie thermique E_{th} donnée. Cette mesure est schématisée sur la figure par une double flèche symbolisant l’écart entre les deux courbes et les tirets les projections sur les deux axes. On réalise cette opération pour les cinq E_{th} correspondant aux cinq énergies incidentes de Xe+Sn. Les valeurs obtenues pour $\Delta (M_{frag})$ sont portées dans le tableau 4.5. Même si les énergies radiales sont beaucoup plus petites pour QPAu, il faut cependant les prendre en compte. Les grandeurs $\Delta (E_R)$ et $\Delta (\Delta E_{clb})$ sont les différences des énergies radiales et coulombiennes d’expansion entre les deux systèmes¹⁰.

Dans le début du chapitre, on avait mis en évidence la différence des partitions entre les Xe+Sn et les QPAu qui se traduisait, à Z_{frag}/Z_{source} équivalent, par une multiplicité de fragments plus faible et une asymétrie A_Z plus importante pour les QPAu et un Z_1 quasi identique pour les deux systèmes. Si on effectue la même opération que précédemment sur ces deux dernières variables ($\Delta (A_Z)$ et $\Delta (Z_1)$), on observe un comportement cohérent avec celui de $\Delta (M_{frag})$. Jus-

¹⁰Si l’on avait eu $E_R=0$ pour les QPAu, $\Delta (E_R)$ aurait pris les valeurs de E_R dans le tableau 4.3.

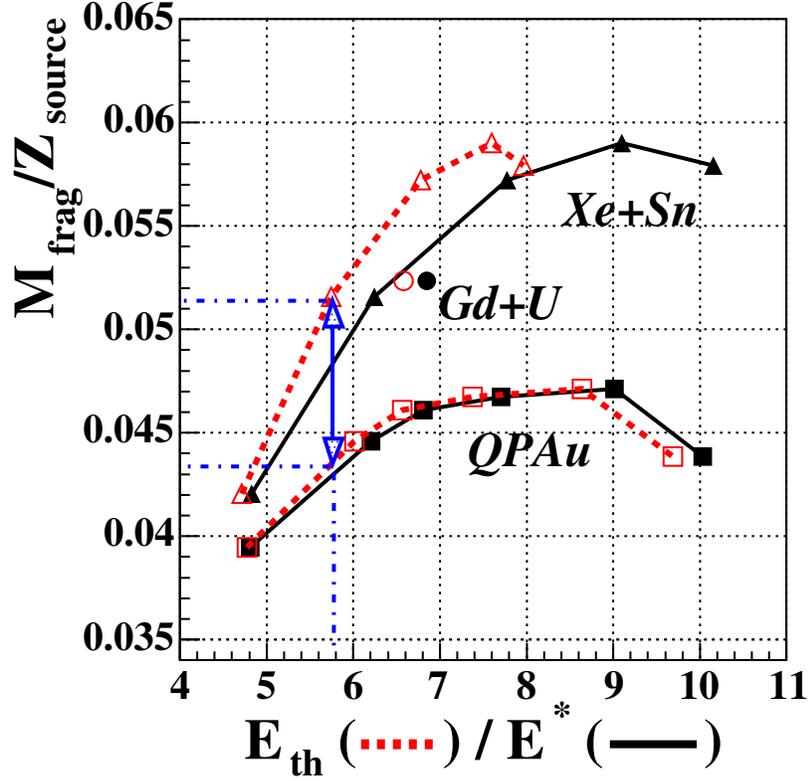


FIG. 4.8 – Superposition des corrélations $M_{frag}/Z_{source}-E_{th}$ et $M_{frag}/Z_{source}-E^*$ pour les trois systèmes. La double flèche indique le gain en multiplicité à énergie thermique donnée pour les $Xe+Sn$ par rapport aux $QPAu$.

Systèmes	Xe+Sn				
E_{inc} (MeV/A)	25	32	39	45	50
E_{th} (MeV/A)	4,72	5,75	6,78	7,60	7,97
$\Delta(\Delta E_{clb})$ (MeV/A)	0,29	0,24	0,23	0,22	0,21
$\Delta(E_R)$ (MeV/A)	0,07	0,45	0,80	1,18	1,88
$\Delta(M_{frag}) \times 10^2$	0,29	0,81	1,14	1,22	1,10
$\Delta(A_Z)$	-0,14	-0,12	-0,11	-0,10	-0,11
$\Delta(Z_1)$	-2,2	-3,9	-4,8	-4,7	-5,7

TAB. 4.5 – Récapitulatifs des gains de $Xe+Sn$ par rapport aux $QPAu$, à énergie thermique E_{th} donnée.

qu'à $XeSn@45$, correspondant à une énergie thermique de 7,60 MeV/A, le gain en multiplicité est

positif et augmente avec l'énergie radiale¹¹ (il varie de $0,29 \cdot 10^{-2}$ à $1,22 \cdot 10^{-2}$ pour un $\Delta(E_R)$ variant de 0,07 à 1,18), celui en asymétrie est négatif et diminue ($\Delta(A_Z) \in [-0,14; -0,10]$) comme celui associé au Z_1 avec ($\Delta(Z_1) \in [-2,2; -4,7]$). À 50 MeV, on a un gain $\Delta(M_{\text{frag}})$ moins important qu'à 45 MeV illustrant l'observation de la figure 4.7, où l'on émettait l'hypothèse que l'énergie totale d'expansion pouvait conditionner l'ouverture du canal de la vaporisation. On a la même inversion de comportement pour $\Delta(A_Z)$ mais pas pour $\Delta(Z_1)$ qui continue à diminuer. En résumé, la présence d'une énergie collective radiale d'expansion permet de favoriser la formation de fragments. Ceci ayant un lien direct sur les partitions qui deviennent plus symétriques, la diminution du plus gros fragment illustrant cette tendance à avoir une répartition plus homogène des charges.

Cette évaluation des effets de l'énergie de flot a été possible grâce à la mise en parallèle, par l'intermédiaire de l'énergie d'excitation, de données de grandes qualités. Cette comparaison nous a permis de mettre en évidence, à taille de système équivalente, un dépôt d'énergie E_R plus important dans les collisions centrales, venant essentiellement de la phase compression-expansion $E_{\text{flot}}^{\text{dyn}}$, l'énergie d'expansion thermique $E_{\text{flot}}^{\text{therm}}$ étant naturellement similaire pour les deux types de collisions. Le rôle complémentaire de l'énergie coulombienne d'expansion ΔE^{clb} nourrit en quelque sorte l'expansion due à la voie d'entrée. Cette complémentarité nous a permis de mettre en évidence un comportement de $M_{\text{frag}}/Z_{\text{source}}$ en fonction de l'énergie totale d'expansion $E_{\text{expans}}^{\text{tot}}$ (définition 4.4), qualitativement équivalent pour les trois systèmes. La double solution Xe+Sn@32-Gd+U dans ce comportement confirme aussi la difficulté pour séparer les deux composantes ΔE^{clb} et E_R vu leur forte intrication. Les proportions d'énergies déposées semblent comparables pour les collisions périphériques et les réactions sur noyaux induites par hadrons validant l'hypothèse de la prépondérance de la pression thermique dans l'expansion des collisions périphériques.

Après cette comparaison sur les partitions en charge et l'étude des implications sur celles-ci de la présence ou non d'énergie collective, nous allons dans le dernier chapitre mettre en parallèle les signaux de transition de phases observés sur le système Xe+Sn et ceux du QPAu.

4.4 Une explication ... à tester.

Dans ce chapitre nous avons proposé une explication aux différences observées expérimentalement entre les partitions produites en collisions centrales et périphériques. Celle-ci utilise la décomposition spinodale comme moteur de la transition et met en avant le rôle prépondérant du phénomène de coalescence et de l'énergie radiale. Nous avons mis l'accent dans cette thèse, sur les résultats expérimentaux. Mais leur interprétation peut être multiple :

- la désexcitation des QP d'or reste de "surface", avec une densité proche de la densité normale (pas de décomposition spinodale).
- le flot radial produit en voie d'entrée modifie le poids statistique des partitions.
- les différences de volume de FO aussi bien suivant le mode de production que suivant la taille [65] (comportement spécifique du système Gd+U) influencent les partitions.

¹¹En première approximation on ne considère que l'évolution en énergie radiale vue sa prépondérance par rapport à $\Delta(\Delta E_{\text{clb}})$ et à la relative monotonie de cette dernière.

L'étape suivante permettant de mieux comprendre ces résultats est l'introduction de modèles dynamiques comme BOB et des codes statistiques comme SMM ou MMM [66]. Ceux-ci devraient nous permettre de discriminer parmi toutes ces hypothèses.
La réponse est pour plus tard ...

Chapitre 5

Étude et cohérence des différents signaux de transition.

Dans ce dernier chapitre nous allons présenter, pour les événements "sources"¹ du QPAu, l'étude et les résultats de deux signaux associés à une transition de phases du premier ordre dans les systèmes finis déjà mis en évidence pour le système Xe+Sn : le signal fossile de décomposition spinodale et les fluctuations anormales d'énergies configurationnelles. Nous mettrons ensuite en parallèle ces deux signaux avec celui de la bimodalité du plus gros fragment pour proposer une localisation des sources de ces deux systèmes dans un diagramme de phases expérimental.

5.1 Corrélations en charge et signal fossile de la décomposition spinodale.

5.1.1 Instabilités dans la zone spinodale.

La décomposition spinodale est un des mécanismes expliquant la multifragmentation d'une source [50, 67–73]. Elle intervient lorsque celle-ci pénètre dans la zone spinodale, zone instable mécaniquement. Le système étant à densité plus faible que la densité normale ($\rho/\rho_0 < 1$), des fluctuations² en densité apparaissent et si le temps passé dans cette zone est suffisant, le développement de ces fluctuations provoque la séparation de la source en des fragments de taille similaire. Différentes approches semi-classiques et des modèles hydrodynamiques ont permis de caractériser ces instabilités dans les noyaux. Pour ces systèmes finis sphériques, les fluctuations sont propagées par des modes multipolaires en compétition (battement de modes). Ces modes ont des temps et des longueurs d'onde caractéristiques équivalents ($\tau \sim 30\text{-}50 \text{ fm}/c$ et $\lambda \sim 10 \text{ fm}$) donnant autant de partitions de fragments à tailles égales. La multipolarité (L) d'un mode condi-

¹Il est important de souligner que les études des différents signaux de transition de phases ont été réalisées sur exactement le même lot d'événements Sources des QPAu.

²Ces fluctuations en densité couplent fluctuations de volume et de surface. Cependant la contribution de ces dernières n'est significative qu'à de faibles températures et de faibles dilutions mais reste négligeable par rapport aux fluctuations de volume et ce d'autant plus que le système est gros.

tionne le nombre de fragments produits (M_{frag}) et donc (à taille égale) la charge de ces fragments $\langle Z \rangle$. On doit s'attendre à ce que plusieurs multiplicités puissent signer cette décomposition. L'effet de taille finie supprime les grands nombres d'onde (k) et impose donc une multipolarité maximale qui évolue avec la taille du système. Dans [72], pour une température de $T=3$ MeV, $L_{\text{max}}=3$ et 5 pour des noyaux de taille $A=40$ et 140. Cette limitation des L permises entraîne directement une réduction de la zone instable du diagramme des phases.

Il ressort que plus un système est chaud et plus il est spinodalement stable, ainsi à température équivalente, un système sera plus instable si il est plus dilué (basse densité) et à densité équivalente le système sera spinodalement plus instable, si il est à plus basse température. L'équivalente instabilité pour les multipolarités permises est modifiée si on prend en compte le caractère quantique du noyau. Dans [73], la prise en compte des effets quantiques³ donne une prépondérance du mode octupolaire ($L=3$). Si on regarde l'évolution de la réponse du système à différentes multipolarités en fonction de la dilution, il apparait que ce mode est le premier à devenir instable quand la dilution du système augmente. Dans cette référence, les auteurs mettent aussi en évidence l'importance de la prise en compte de l'isospin⁴ dans l'étude des instabilités. Il est mis en évidence une différence de comportement entre protons et neutrons qui s'amplifie pour les systèmes asymétriques. La minimisation de l'énergie de symétrie entraîne une redéfinition du partage neutrons-protons dans les fragments produits tendant vers une plus grande symétrie en isospin. De manière générale, plus le système est massif (respectivement asymétrique) et plus (respectivement moins) il est instable. La délimitation de la zone d'instabilité est ainsi influencée par ces effets quantiques avec un rétrécissement de celle-ci pour les systèmes asymétriques.

Ces caractéristiques décrivent l'apparition des modes instables pour un système rentrant dans la zone spinodale. Si le temps passé dans cette zone est suffisant pour permettre la formation des fragments $\sim 90\text{-}150$ fm/c (de l'ordre de trois fois le temps caractéristique τ des modes) le noyau multifragmente. Une fois que la décomposition a eu lieu, des effets de coalescence viennent perturber les partitions "fraîchement multifragmentées". Ce phénomène désordonné, considéré sur un ensemble d'événements, a pour effet de restaurer un équilibre statistique par recombinaison des fragments. Après cette possible recombinaison, la désexcitation secondaire des fragments modifie aussi les partitions. Cependant deux effets contribuent à produire des partitions finales moins biaisées : l'effet du potentiel coulombien et l'énergie radiale collective éloignent plus rapidement les fragments les uns des autres, permettant au système d'accéder au Freeze-Out plus rapidement. Ceci augmente la chance que les partitions gardent une mémoire de ces instabilités

³L'approche quantique est nécessaire du fait des effets de couche dans la structure interne du noyau, dont les intervalles en énergie sont de l'ordre de la température caractéristique du système. De plus les nombres d'onde (k) des modes instables sont du même ordre de grandeur que celui de Fermi (k_F).

⁴Ceci permet de mettre en évidence l'effet de la brisure de symétrie de l'isospin induite par la force coulombienne, entraîne une différence en forme et en amplitude des oscillations des protons et des neutrons pour les noyaux $N=Z$: les oscillations des protons sont essentiellement localisées à la surface pour minimiser l'énergie coulombienne, les neutrons ne peuvent suivre ce mouvement du fait de la différence d'orbitales entre protons et neutrons aux énergies de Fermi. Si à cela, se rajoute une asymétrie d'isospin initiale (noyaux riches en neutrons), les différences s'accroissent. Les grandes oscillations des protons tendent à minimiser l'énergie de symétrie et entraînent une redéfinition du partage neutrons-protons dans les fragments produits avec une plus grande symétrie en isospin. Pour les systèmes dilués, cette réduction d'asymétrie intervient aussi au cœur du noyau : les protons migrent plus facilement vers les zones de hautes densités que les neutrons.

dynamiques.

Pour résumer la situation, **le phénomène de décomposition spinodale est un phénomène dynamique localisé dans la zone spinodale et qui donne à un instant t des partitions de fragments de taille similaire.** Cette image n'est que temporaire. Si le système ne subit pas le FO, avec le gel de ces partitions, assez rapidement, le processus chaotique de la coalescence (interactions de l'état final) peut effacer en grande partie cette spécificité des partitions. On peut interpréter cela sous forme de deux forces " F_{coal} " et " F_{expans} " qui s'opposent. Cette opposition va déterminer la persistance du signal en voie de sortie et la plage en E^* où on peut espérer l'observer expérimentalement. À ceci s'ajoute la désexcitation, dont l'effet ne peut être minimisé qu'à basse température.

Dans [74], une analyse approfondie des partitions secondaires du système Xe+Sn de 32 à 50 MeV/A couplée à une analyse similaire sur des données issus du code de calcul BOB⁵, ont permis de mettre en évidence un signal fossile de ces partitions symétriques issues de la décomposition spinodale⁶. Le terme fossile provient du fait que la proportion de ces partitions est assez faible, indiquant le rôle très important du phénomène de coalescence. Pour les données le maximum de cette surproduction se situe à Xe+Sn@39 avec un pourcentage de $0,25 \pm 0,03\%$ et $1,29 \pm 0,07\%$ selon que l'on considère les partitions avec un écart-type (éq. 3.26) en charge $\sigma_Z < 1$ ou $\sigma_Z < 3$. Pour BOB, on obtient respectivement $0,36 \pm 0,03\%$ et $1,30 \pm 0,06\%$. Nous reprenons la même méthode d'analyse pour pouvoir mettre en évidence une éventuelle surproduction de partitions symétriques.

5.1.2 Méthode d'extraction d'un éventuel signal.

Pour pouvoir faire ressortir les événements qui ont gardé leur symétrie originelle ($\sigma_Z < 3$ dans cette analyse), différentes méthodes ont été successivement appliquées [9, 75, 76]. Elles reposent toutes sur une fonction de corrélation d'ordre supérieur. Dans [74], cette fonction de corrélation dépendait des deux moments $\langle Z \rangle$ et σ_Z . Pour des raisons de faible statistique (voir tableau 5.1), nous nous sommes restreints à une fonction de partition à une dimension avec comme variable σ_Z . La fonction de corrélation $1 + R(\sigma_Z)$ (définition 5.1) est le rapport entre le nombre d'événements ($Y(\sigma_Z)$) et le nombre de pseudo-événements $Y'(\sigma_Z)$ à une même valeur de σ_Z donnée. Ce rapport est défini pour une même multiplicité de fragments (M_{frag}) des événements physiques et des pseudo-événements. C'est dans la détermination du dénominateur que réside toute la pertinence de l'analyse. Nous reprenons le principe de construction proposé dans [77] et qui a été utilisé dans l'extraction du signal pour Xe+Sn [74]. C'est la méthode des probabilités intrinsèques ($^{\text{intr}}P$) : elle repose sur une approche purement combinatoire de la cassure d'un noyau. Dans le cas présent, les partitions ($\mathbf{n} = \{n_1 \dots n_{Z_{\text{max}}}\}$), de multiplicité $m = \sum n_Z$, doivent refléter la conservation de la charge totale ($\sum n_Z Z = Z_{\text{source}}$) nous donnant la distribution de probabilité $P(\mathbf{n}|m)$ (éq. 5.2) avec α , constante de normalisation. Le doublage des particules dans la calorimétrie, nous oblige à ne prendre en compte explicitement que les fragments dans le

⁵L'approche de BOB pour "Brownian One Body" consiste à l'implémentation d'une force brownienne dans les équations cinétiques de Boltzmann-Langevin pour introduire les fluctuations initiales [67, 69]. Toutes ses partitions sont produites par décomposition spinodale.

⁶Ce résultat reste à confirmer avec une plus grande statistique.

N _{evt}	M _{frag} = 3				M _{frag} = 4				M _{frag} = 5			
	total	σ ₁	σ ₂	σ ₃	total	σ ₁	σ ₂	σ ₃	total	σ ₁	σ ₂	σ ₃
E* ∈ [3; 4[5414	7	19	28	665	-	-	2	28	-	-	-
E* ∈ [4; 5[5791	10	17	69	1566	1	4	14	169	-	1	1
E* ∈ [5; 6[4140	22	33	76	1562	2	14	38	329	-	4	18
E* ∈ [6; 7[2250	17	42	95	1211	6	14	71	270	1	7	32
E* ∈ [7; 8[1146	14	39	85	605	1	26	74	165	-	14	39
E* ∈ [8; 9[503	8	25	62	237	2	16	44	66	1	10	14

TAB. 5.1 – Récapitulatif de la statistique disponible pour l'étude présente. Chaque ligne correspond à un intervalle en énergie d'excitation (E*) dont les événements sont répartis suivant les M_{frag}=3, 4 et 5 (colonnes). Pour chaque lot d'événements est répertorié le nombre total, ceux remplissant la condition σ_Z < 1 (σ₁), σ_Z ∈ [1; 2[(σ₂) et σ_Z ∈ [2; 3[(σ₃). Les tirets signalent l'absence d'événements. On a construit la fonction de corrélation 1 + R(σ_Z) pour tous ces lots d'événements.

calcul du dénominateur. On obtient donc pour une partition de fragments ($\mathbf{N}=\{n_5 \dots n_{Z_{\max}}\}$), de multiplicité M_{frag}, la probabilité $P(\mathbf{N}|M_{\text{frag}}) = f(M_{\text{frag}}, Z_{\text{frag}}) \times P'(\mathbf{N}|M_{\text{frag}})$ (éq. 5.3 et 5.4). Le terme f représente la conservation de la charge totale connaissant la charge totale associée aux fragments (Z_{frag}) mais n'ayant pas d'information sur les partitions des particules à part leur charge totale associée (Z_{part}). Dans le cas présent, certains fragments ne sont pas détectés, le terme f devrait contenir des facteurs supplémentaires dépendant et à la fois des probabilités intrinsèques $^{\text{intr}}P_Z$ et des efficacités de détections. Ces efficacités étant inconnues, on a donc décidé de remplacer le terme f calculé (éq. 5.3) par sa valeur expérimentale⁷.

$$C(\sigma_Z) = 1 + R(\sigma_Z) = \left. \frac{Y(\sigma_Z)}{Y'(\sigma_Z)} \right|_{M_{\text{frag}}} \quad (5.1)$$

$$P(\mathbf{n}|m) = \alpha m! \prod_Z \frac{^{\text{intr}}P_Z^{n_Z}}{n_Z!} \delta_{Z_{\text{source}}, \sum_Z Z n_Z} \quad (5.2)$$

$$f(M_{\text{frag}}, Z_{\text{frag}}) = \alpha \sum_{\mathbf{n}: (n_1, \dots, n_4)} \binom{m}{M_{\text{frag}}} (m - M_{\text{frag}})! \times \prod_{Z=1}^4 \frac{^{\text{intr}}P_Z^{n_Z}}{n_Z!} \delta_{Z_{\text{source}} - Z_{\text{frag}}, Z_{\text{part}}} \quad (5.3)$$

⁷La répartition particules-fragments exprimée dans f, considère que la charge manquante (Z_{source} - Z_{frag}) de l'événement est seulement due à la non prise en compte des particules. Cependant on ne peut écarter la possibilité d'un défaut de détection de fragments dans les événements. Au lieu de boucler sur toutes les partitions possibles de particules vérifiant δ_{Z_{source}-Z_{frag}, Z_{part}}, le programme d'analyse considère f comme une constante de normalisation sans dépendance explicite en Z_{source}. Cette modification rend nécessaire une distribution en taille de source très piquée pour que la définition 5.2 reste valide. Seule l'expression 5.4 est explicite dans le programme. De telles distributions du Z_{source} découlent de la sélection en taille de source appliquée dans le chapitre 2 et aussi de l'échantillonnage en M_{frag} et E* réalisé pour l'étude présente.

$$P'(\mathbf{N}|\mathbf{M}_{\text{frag}}) = M_{\text{frag}}! \prod_{Z=5}^{Z_{\text{max}}} \frac{\text{intr}P_Z^{n_Z}}{n_Z!} \quad (5.4)$$

Le dénominateur ainsi défini ne contient que les corrélations entre fragments dues à la conservation de la charge. Il est décorréolé par rapport aux éventuelles corrélations non triviales présentes au numérateur, telles que celles issues de la décomposition spinodale. Pour que le rapport entre événements corrélés et non corrélés ait un sens, il faut déterminer les $\text{intr}P_Z$ des fragments permettant une reproduction maximum des partitions en charge expérimentales. Pour cela on effectue une procédure récursive de minimisation. Le critère de minimisation est l'estimateur χ^2 , normalisé aux nombres de paramètres⁸, entre les probabilités expérimentales des fragments et celles des partitions de fragments ($P(\mathbf{N}|\mathbf{M}_{\text{frag}})$) obtenues précédemment⁹. Après la convergence de la procédure de minimisation on peut construire les fonctions de corrélations $1 + R(\sigma_Z)$ de chaque lot d'événements pour observer les éventuelles surproductions à petits σ_Z . La grandeur $Y'(\sigma_Z)$ est obtenue en sommant toutes les partitions $P'(\mathbf{N}|\mathbf{M}_{\text{frag}})$ des pseudo-événements ayant un σ_Z donné.

5.1.3 Résultats.

Le tableau 5.1 indique les différents intervalles en énergie d'excitation ($E^* \in [3; 9[$ par pas de 1 MeV/A) où pour chaque multiplicité ($M_{\text{frag}} = 3, 4$ et 5) on a construit cette fonction de corrélation. Les limites en multiplicité et en énergie ont été déterminées sur un critère d'au moins un événement $\sigma_Z < 3$ et d'une statistique suffisante. Les fonctions de corrélations obtenues $1 + R(\sigma_Z)$ sont tracées sur la figure 5.1 par tranche de E^* . Pour chaque tranche, les trois M_{frag} sont superposées. Partout on observe un signal montrant une surproduction de partitions symétriques. Le signal est essentiellement localisé aux $\sigma_Z < 2$. Les fluctuations à grandes valeurs disparaissent si l'on applique à la fonction de corrélation un critère de signifiante¹⁰. Celui-ci permet de prendre en compte dans l'observation d'un signal le fait que ce dernier peut être issu de fluctuations statistiques. Il donne une probabilité que le signal mis en évidence soit purement physique. Si on applique ce critère de signifiante avec une valeur de 0,90 (en cas d'absence de corrélation physique, il n'y a qu'une chance sur dix d'obtenir une valeur supérieure ou égale à la valeur expérimentale) on perd le signal pour $E^* \in [8; 9]$ MeV/A, mais pour les autres énergies, il est toujours présent (fig. 5.2).

Pour quantifier la proportion d'événements qui contribue à ces surproductions ($R(\sigma_Z) > 0$) et à d'éventuelles sous-productions ($R(\sigma_Z) < 0$), on introduit la notion d'extra-événements (définition 5.5). C'est la proportion d'événements contribuant à un $R(\sigma_Z) \neq 0$. On somme ensuite ces contributions sur les différentes valeurs de M_{frag} et σ_Z . La pondération se fait par N_{tot} nombre total d'événements étudiés à une E^* donnée. On peut ainsi tracer la fonction d'excitation : valeur de N_{extra} par intervalle de E^* . Sur la figure 5.3, chaque graphique superpose différents intervalles de

⁸ Z_{max} est déterminé pour chaque lot d'événements pour lequel on construit la fonction de corrélation. Le nombre de paramètres est $Z_{\text{max}} - 5 + 1$, nombre de charges accessibles aux fragments entre 5 et Z_{max} .

⁹À la fin de la procédure de minimisation, les estimateurs χ^2 sont inférieurs à 1.

¹⁰L'observation d'une fonction de corrélation égale à 1 exceptée aux petits σ_Z est une forte indication de la validité de la description des partitions expérimentales par la méthode des probabilités intrinsèques.

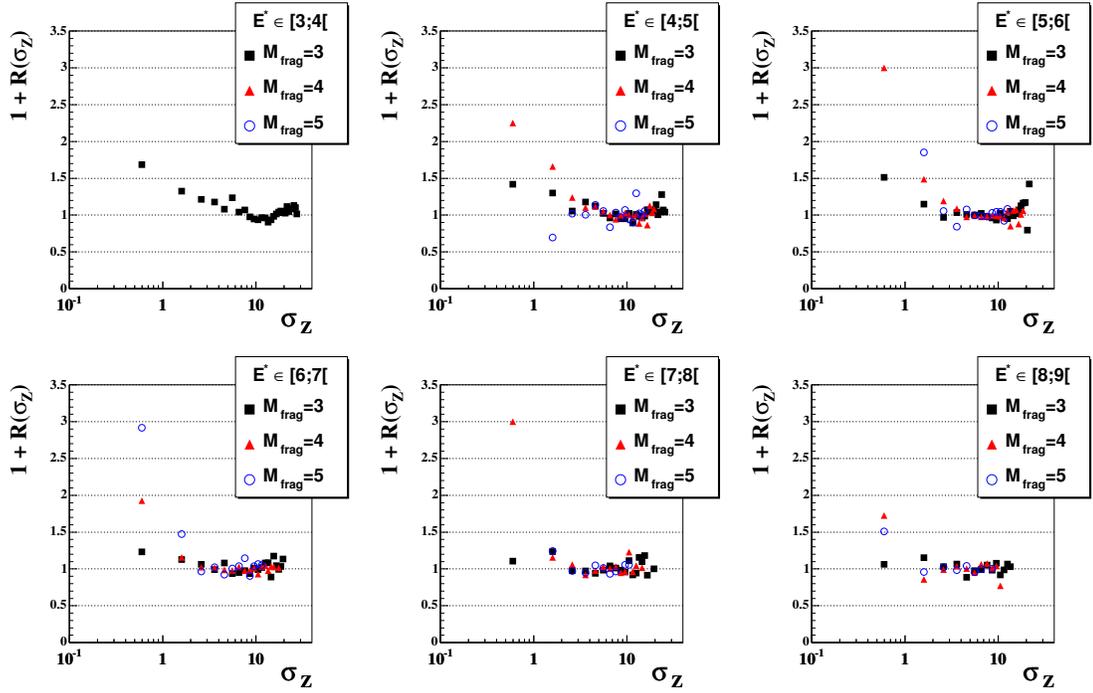


FIG. 5.1 – Pour chaque intervalle en énergie d’excitation, définis dans le tableau 5.1, fonction de corrélation $C(\sigma_Z)$ pour $M_{frag}=3, 4$ et 5 . La valeur maximum des pics est fixée à 3 . Aucun critère de signifiante n’est appliqué sur les pics. Les barres d’erreurs ne sont pas tracées du fait de la trop faible statistique. Pour $E^* \in [3;4[$ MeV/A, seule une étude sur les $M_{frag} = 3$ a pu être réalisée.

σ_Z sur lesquels on a sommé les extra-événements. Le calcul d’erreur de N_{extra} (éq. 5.6) reprend la formule 3.28 du chapitre 3, cependant l’égalité $\sigma_{N_j} = \sqrt{N_j}$ commence à devenir approximative pour les N_j très petits que l’on peut avoir dans cette étude. Les barres d’erreurs sont donc tracées plus à titre indicatif. Les trois premiers graphiques représentent l’effet d’un critère de signifiante sur les pics des fonctions de corrélations pour le QPAu ($S=0, 0,90$ et $0,95$). Le dernier (en b. à d.) reprend les résultats de Xe+Sn. Ces valeurs de N_{extra} sont déterminées sans critère de signifiante ($S=0$) et incorporent les M_{frag} de 3 à 6 .

$$N_{extra} = \frac{1}{N_{tot}} \sum_{j=\{\sigma_Z, M_{frag}\}} \frac{N_j}{1 + R_j} \times R_j \quad \text{avec} \quad C_j = 1 + R_j = 1 + \frac{N_j}{D_j} \quad (5.5)$$

$$\sigma_{N_{extra}} = \sqrt{\frac{1}{N_{tot}^3} \left(\sum_{j=\{\sigma_Z, M_{frag}\}} \frac{R_j^2}{C_j} \right)^2 + \frac{1}{N_{tot}^2} \sum_{j=\{\sigma_Z, M_{frag}\}} \left(\frac{N_j^2}{D_j} \left(\frac{1 + C_j}{C_j^2} \right)^2 \right)} \quad (5.6)$$

Pour les QPAu avec $S=0$, le maximum de surproduction varie selon que l’on considère $\sigma_Z < 1$ ou $\sigma_Z < 2$, les $\sigma_Z \in [2;3[$ n’intervenant pas dans l’évolution en fonction de E^* . Dans le premier

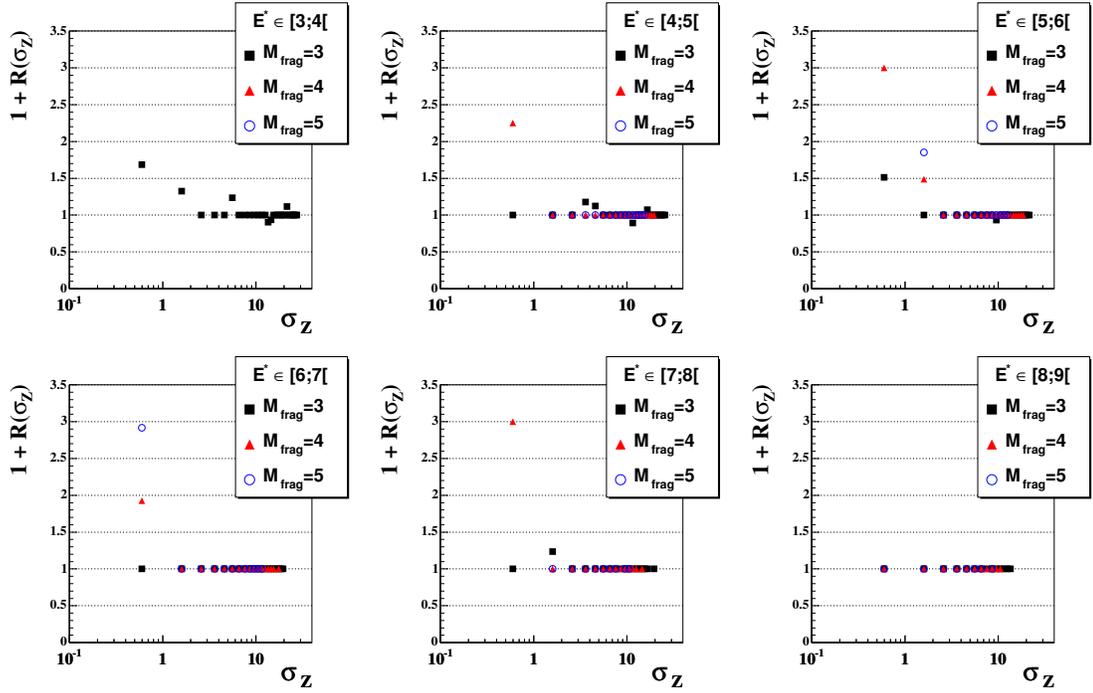


FIG. 5.2 – Môme figure que la 5.1, avec cette fois-ci un critère de signifiante de 0,90 demandé aux pics.

cas, on a un signal cohérent entre 4 et 8 MeV/A avec un maximum autour de 6 MeV/A correspondant à un $N_{\text{extra}} \sim 0,17\%$. Dans le deuxième, le maximum de production, plus marqué, se situe à 7,5 MeV/A avec $N_{\text{extra}} \sim 0,85\%$. Si on considère les $\sigma_Z < 3$, la valeur de ce maximum passe à 0,90%. Si on applique $S=0,90$, la contribution des événements $\sigma_Z \in [2;3[$ disparaît. Le maximum à 7,5 MeV/A est réduit de moitié, et la courbe $\sigma_Z < 2$ devient plus accidentée. les événements $\sigma_Z < 1$ ont un maximum qui se confirme plutôt à 5,5 MeV/A. Si on pousse encore plus loin la signifiante, les $\sigma_Z \in [1;2[$ disparaissent à leur tour. On peut donc voir, que seuls les événements possédant un $\sigma_Z < 1$ ont un signal persistant malgré le dernier critère en signifiante assez élevé. Dans ce dernier cas, on peut dire que l'on a un signal clair de surproduction de partitions symétriques dans les événements avec une énergie d'excitation entre 5 et 8 MeV/A correspondant à une proportion de 0,15% au maximum. La moins grande fiabilité "statistique" des $\sigma_Z \in [1;3[$ ne nous permet pas de conclure quant à la validité de leur maximum à 7,5 MeV/A.

Si on extrait la fonction d'excitation des N_{extra} obtenue en incluant cette fois $\langle Z \rangle$, dans la fonction de corrélation ($C(\sigma_Z, \langle Z \rangle)$), on obtient exactement le même comportement que pour $C(\sigma_Z)$ quand on n'impose pas de signifiante. Cependant, dû à la faible statistique, le signal disparaît si on applique un critère de signifiante supérieur à 0,80. Cela nous permet cependant d'obtenir une information sur la taille moyenne des fragments associée aux partitions signant une surproduction de partitions symétriques. Ainsi $\langle Z \rangle$ varie de 20 à 12 sur le domaine en

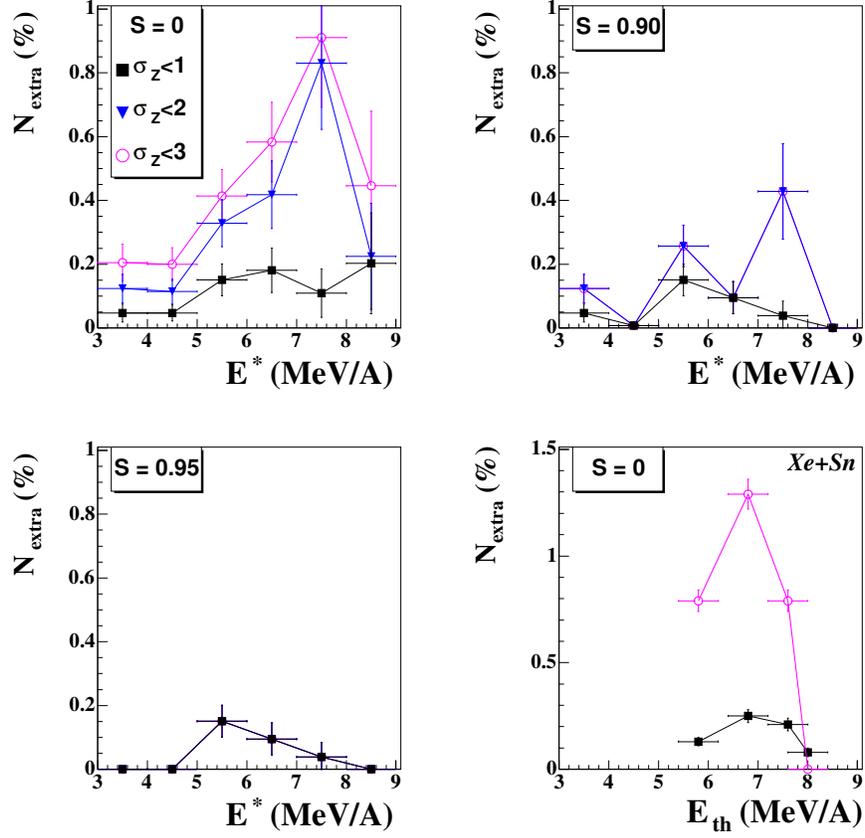


FIG. 5.3 – Production anormale d'événements avec des fragments de charge quasi-identiques ($\sigma_Z < 1, 2$ ou 3) pour le QPAu en fonction de l'énergie d'excitation (E^*). Chaque courbe correspond à un intervalle en σ_Z . Les trois figures correspondent respectivement à un critère de signifi-
 fiance de $0, 0,90$ (en haut) et $0,95$ (en bas) demandé aux pics des fonctions de corrélation. En
 bas à droite : production anormale d'événements avec des fragments de charge quasi-identiques
 ($\sigma_Z < 1$ ou 3) pour les Xe+Sn en fonction de l'énergie thermique d'excitation (E_{th}^*). Chaque
 courbe correspond à un intervalle en σ_Z . Aucun critère en signifi-
 fiance n'est appliqué. Les barres
 d'erreurs sur les N_{extra} sont calculées à partir de la formule 5.6. Pour les QPAu, les barres d'er-
 reurs relatives à E^* reflètent simplement la largeur des intervalles sélectionnés, alors que pour
 E_{th}^* des Xe+Sn, elles résultent d'une évaluation des incertitudes de la calorimétrie. La légende est
 identique pour les quatre figures.

$E^* \in [3; 9[$ MeV/A¹¹.

Les fonctions d'excitation de Xe+Sn sont portées en fonction de l'énergie d'excitation ther-

¹¹Ces valeurs sont calculées en incluant pour chaque intervalle en E^* toutes les M_{frag} et $\sigma_Z < 3$ participant à une surproduction.

mique $E_{th} = E^* - \langle E_R \rangle$ avec les valeurs pour $\langle E_R \rangle$ répertoriées dans le tableau 4.3. Les valeurs de E_{th} que nous en déduisons sont plus hautes que celles de l'article. Ces dernières ont été déterminées en utilisant le modèle SMM et sont comprises entre 5 et 7 MeV/A, pour XeSn de 32 à 50 MeV/A¹². Les deux courbes $\sigma_Z < 1$ et $\sigma_Z < 3$ possèdent un maximum autour de 7 MeV/A correspondant à Xe+Sn à 39 MeV/A avec respectivement $N_{extra} = 0,25 \pm 0,03$ et $1,29 \pm 0,07$. Ces valeurs sont au-dessus de celles trouvées pour les QPAu. On ne peut cependant effectuer une comparaison plus poussée des N_{extra} , puisqu'en toute rigueur ceux-ci peuvent être comparés si ils sont déterminés par rapport à la section efficace totale des deux réactions. On a un bon accord pour les $\langle Z \rangle$ puisque pour Xe+Sn, celui-ci varie entre 13 et 21. Au niveau du domaine en énergie, on peut comparer en première approximation les énergies thermiques des Xe+Sn à l'énergie d'excitation des QPAu, étant donné que pour celle-ci la contribution de $\langle E_R \rangle$ n'excède pas 0,30 MeV/A. Si on considère la fonction d'excitation des QPAu à $S=0$, on a une bonne cohérence du domaine en énergie, mais si on compare Xe+Sn avec les QPAu à $S=0,95$, il semble que ces derniers soient un peu plus bas.

En ce qui concerne les M_{frag} , pour Xe+Sn, c'est la multiplicité 3 qui participe en majorité au signal de surproduction ($\sim 0,70\%$). Dans le cas des QPAu, si on se restreint à la fonction d'excitation à $S=0,95$ (figure 5.3, en b. à g.), entre 5 et 6 MeV/A, c'est aussi $M_{frag} = 3$ qui domine mais au-dessus, ce sont les $M_{frag}=4$ et 5 qui font le signal.

Pour conclure **cette étude du signal fossile de décomposition spinodale montre une surproduction claire de fragments de taille égale dans les événements "sources" des QPAu**. La persistance du signal a été éprouvée par une forte contrainte sur la signifiante pour les $\sigma_Z < 1$. Le domaine en énergie d'excitation de surproduction de ces événements symétriques est compris entre [5;8] si on se réfère au cas sans critère de signifiante avec un pourcentage maximum de $N_{extra} \sim 0,90\%$. Cependant on accordera plus de confiance à celui où la signifiante est de 0,95, nous donnant un domaine $E^* \in [5;8]$ MeV/A avec un maximum à 0,15% plutôt vers 5,5 MeV/A¹³. C'est aussi une confirmation de la méthode employée pour Xe+Sn. Dans une comparaison qualitative, les deux signaux sont en accords et montrent qu'il est possible de faire ressortir les partitions ayant gardé la mémoire de la décomposition spinodale. L'endroit où l'on semble pouvoir les observer se situe dans une zone en énergie d'excitation thermique entre 5 et 8 MeV/A. Cependant la faible proportion de ces événements nous oblige à attendre les données de la cinquième campagne d'INDRA pour définitivement conclure.

5.2 Capacité calorifique microcanonique négative.

5.2.1 D'une entropie convexe à une capacité calorifique négative.

Dans la lignée de la dérivation d'une entropie microcanonique convexe à une distribution bimodale d'un paramètre d'ordre (voir chapitre 3), on s'attend à un comportement anormal

¹²Ceci influe juste sur l'axe des abscisses, l'étude du signal fossile ayant été réalisée par énergie incidente, les N_{extra} déduits ne sont pas influencés par cette différence.

¹³En dessous de 5 MeV/A, la faible statistique associée aux petits σ_Z rend difficile la mesure fiable d'une éventuelle surproduction de partitions de fragments de taille égale (tableau 5.1).

de la chaleur massique microcanonique. Celle-ci est définie par la relation $C(E) \equiv \frac{\partial E}{\partial T}$ qui nous permet de la relier directement à la dérivée seconde de l'entropie $\frac{\partial^2 S}{\partial E^2} = \frac{\partial T^{-1}}{\partial E} = -\frac{1}{T^2} \frac{\partial T}{\partial E}$. Ceci nous donne donc $C^{-1} = -T^2 \frac{\partial^2 S}{\partial E^2}$. Lorsque l'entropie est concave ($\frac{\partial^2 S}{\partial E^2} < 0$), C est définie en tout point positive. Lorsque le système est dans la zone spinodale ($[E_1; E_2]$ pour reprendre l'analogie avec la figure 3.3) son entropie possède une anomalie convexe, C est négative. Ceci veut dire que le système "se refroidit" quand on lui fournit de l'énergie. Ce comportement paradoxal est relié à l'énergie de surface. En effet le système a suffisamment d'énergie pour commencer à former des fragments mais le coût de formation des surfaces fait diminuer sa température. La variation de la température est caractérisée par une inversion de pente dans la zone spinodale et deux extrema : un maximum (E_1) et un minimum (E_2). Cette variation propre aux systèmes finis subissant une transition de phases du premier ordre provoque deux divergences ($\frac{\partial T}{\partial E} \Big|_{E_1, E_2} = 0$) dans l'évolution de la chaleur massique en fonction de E . Ces divergences permettent de donner une bonne estimation de l'entrée et de la sortie de la zone spinodale. Une méthode permettant d'observer ce signal expérimental a été proposée dans [78]. Elle repose sur une analyse des fluctuations de l'énergie configurationnelle des partitions en utilisant un échantillonnage microcanonique. Cette méthode a été appliquée à diverses données [4, 27, 79] et a montré son efficacité. Dans la suite nous nous contenterons de rappeler les grandes lignes permettant de faire le lien entre fluctuations anormales de ces énergies configurationnelles et la chaleur massique négative, et les hypothèses utilisées pour l'analyse concernant le système Xe+Sn (dont les signaux sont ici juste revisités) et les QPAu.

Fluctuations anormales dans l'ensemble microcanonique.

Si l'on considère un ensemble Φ , à l'équilibre, constitué de deux sous-ensembles statistiquement indépendants ($\Phi_1 \otimes \Phi_2$) avec une contrainte imposée sur une observable $A_t = A_1 + A_2$. Alors la densité d'états du système s'écrit $W(A_t) = W(A_1) \times W(A_2)$ et la probabilité de l'observable A_1 est définie par (5.7). Dans l'ensemble microcanonique ($A_t = \text{cte}$) on peut décrire $P_1^{A_t}(A_1)$ par une gaussienne (approximation de point-selle) de moyenne \bar{A}_1 et de variance σ_1 .

$$P_1^{A_t}(A_1) = \frac{W_1(A_1)W_2(A_t - A_1)}{W(A_t)} \quad (5.7)$$

$$\sigma_1^{-2} \sim -\frac{\partial^2 S_1}{\partial A_1^2} \Big|_{\bar{A}_1} - \frac{\partial^2 S_2}{\partial A_2^2} \Big|_{A_t - \bar{A}_1} \quad (5.8)$$

$$C \sim C_1 + C_2 \quad (5.9)$$

$$C \sim \frac{C_1^2}{C_1 - \frac{\sigma_1^2}{T^2}} \quad (5.10)$$

Ceci nous permet d'écrire la relation entre σ et les chaleurs massiques (C_i) des deux sous-systèmes (égalité 5.8) qui couplé à l'additivité de celles-ci (5.9) nous donne la relation (5.10) entre C , chaleur massique totale, σ_1 et C_1 . Si $\sigma_1^2 > C_1 T^2$, la chaleur massique est négative. Cette décomposition en deux sous ensembles indépendants nous permet de faire le lien entre fluctuations anormales de l'observable A_1 associée à l'ensemble Φ_1 et une chaleur massique

négative du système dans son ensemble Φ . L'intérêt de cette démonstration est qu'elle permet le choix de n'importe quel couple de sous-ensembles pourvu que ceux-ci remplissent le critère d'indépendance.

Extraction du signal expérimental : étude des énergies configurationnelles.

Pour l'application à l'étude des transitions de phase dans les noyaux, l'énergie d'excitation E^* (supposée paramètre d'ordre) est décomposée en une partie cinétique E_k et une partie potentielle E_p ¹⁴. La relation obtenue en 5.10 se réécrit donc $C \sim \frac{C_k^2}{C_k - \frac{\sigma_k^2}{T^2}}$. L'étude des partitions se faisant sur les configurations au Freeze-Out (FO), il nous faut tout d'abord réaliser une reconstruction des sources à cet instant. Ceci nous permettra ensuite de déduire l'énergie cinétique de ces configurations au FO ou énergie configurationnelle.

5.2.2 Hypothèses de travail.

Cette reconstruction nécessite différentes hypothèses. Celles décrites par la suite correspondent à [27]. De manière générale dans cette même référence de nombreuses hypothèses ont été testées pour éprouver la fiabilité du signal¹⁵.

Ré-habillage des fragments "chauds". Le ré-habillage des fragments permet d'estimer leur charge et leur masse au FO. On utilise l'hypothèse de fragments chauds qui implique que toutes les particules chargées ont été émises par la désexcitation secondaire des fragments. La charge et la masse secondaires (détectées) d'un fragment i seront notées respectivement $Z_i^{(sec)}$ et $A_i^{(sec)}$ ¹⁶, celles correspondant au FO $Z_i^{(chaud)}$ et $A_i^{(chaud)}$. Le rhabillage en charge se fait suivant l'égalité 5.11 où Z_{part} et Z_{frag} sont respectivement la charge totale associée aux particules et fragments¹⁷.

$$Z_i^{(chaud)} = Z_i^{(sec)} \left(1 + \frac{Z_{part}}{Z_{frag}}\right) \quad \text{avec} \quad Z_{part} = \sum_{i=1}^{M_{part}} Z_i^{(sec)} \quad \text{et} \quad Z_{frag} = \sum_{i=1}^{M_{frag}} Z_i^{(sec)} \quad (5.11)$$

¹⁴L'indépendance statistique entre ces deux composantes, n'est vérifiée rigoureusement que dans la limite classique.

¹⁵Dans cette même référence, il est mentionné des améliorations possibles pour l'extraction du signal. Elles consistent en une détermination, à partir des données, du nombre de particules à ré-habiller et une estimation de l'énergie coulombienne. Cette démarche a été entreprise à l'aide d'une simulation [80]. Celle-ci utilise les événements expérimentaux détectés qui après leur reconstruction au FO, sont désexcités et propagés. Plusieurs paramètres tels que la configuration spatiale, l'énergie collective et les pourcentages des particules à ré-habiller permettent de faire varier les configurations de FO pour un même événement. Ce sont ces paramètres qui doivent être ajustés pour reproduire en fin de simulation, les événements expérimentaux. Cette simulation a donné de bons résultats pour les sources de quasi-fusion des collisions centrales (Xe+Sn) et le même travail doit être réalisé pour les QP.

¹⁶On garde les mêmes formules de masse que pour la calorimétrie.

¹⁷Le ré-habillage en charge des fragments au pro-rata de leur $Z_i^{(sec)}$ respectif, implique que l'énergie d'excitation par nucléon des fragments au FO identique.

$$A_i^{(\text{chaud})} = \frac{A_{\text{sys}}}{Z_{\text{sys}}} \times Z_i^{(\text{chaud})} \quad (5.12)$$

$$M_n^{\text{FO}} = A_s - \sum_{i=1}^{M_{\text{frag}}} A_i^{(\text{chaud})} \quad (5.13)$$

Ensuite pour estimer les $A_i^{(\text{chaud})}$ (égalité 5.12), on considère que les fragments chauds ont le même rapport A/Z que le système initial ($A_{\text{sys}}/Z_{\text{sys}}$). Ceci nous permet ensuite de déterminer le nombre de neutrons libres qui sont présents au FO (M_n^{FO}) en faisant la différence entre les masses chaudes et secondaires (éq. 5.13). Nous avons donc maintenant une estimation des partitions au FO avec le nombre de fragments (M_{frag}) et les charges et masses associées à ceux-ci ainsi que le nombre de neutrons libres.

Volume de FO et estimation de l'énergie coulombienne. La connaissance de l'énergie coulombienne passe par une estimation d'un volume (V_{FO}) caractérisant les événements au FO. On utilise un volume, calculé événement par événement, avec une dépendance suivant M_{frag} (définition 5.14).

$$V_{\text{FO}} = (1 + k) V_o \quad \text{avec} \quad k = \left(1 + \frac{1,4}{1,2 A_s^{1/3}} (M_{\text{frag}}^{1/3} - 1)\right)^3 - 1 \quad (5.14)$$

$$E_{\text{coul}} = \frac{3 \times 1,44}{5(k+1)^{1/3}} \times \left(\frac{Z_s^2}{r_s} - \sum_{i=1}^{M_{\text{frag}}} \frac{Z_i^{(\text{chauds})2}}{r_i} \right) \quad (5.15)$$

$$\text{avec} \quad A_s = \sum_{i=1}^{M_{\text{tot}}^{\text{FO}}} A_i^{(\text{chaud})} \quad Z_s = \sum_{i=1}^{M_{\text{tot}}^{\text{FO}}} Z_i^{(\text{chaud})} \quad \text{et} \quad M_{\text{tot}}^{\text{FO}} = M_{\text{frag}} + M_n^{\text{FO}}$$

$$\text{et} \quad r_s = r_o A_s^{1/3} \quad r_i = r_o A_i^{(\text{chaud})1/3}$$

On en déduit E_{coul} (éq. 5.15). Elle est obtenue en considérant la différence d'énergie potentielle d'une source homogène, de volume V_{FO} , subissant une cassure en M_{frag} fragments¹⁸. À cette énergie coulombienne s'ajoute le Q de réaction ($-\Delta Q$, définition 2.10) et une éventuelle énergie collective ($< E_R >$)¹⁹. Ces trois contributions nous donnent une estimation de la partie potentielle (E_p) de l'énergie disponible totale au FO (égalité 5.16). L'équation 5.17 fait le bilan de l'énergie déposée dans la source, en effectuant la somme des énergies au FO. Elle reprend le principe des équations 2.1 à 2.3. Si on arrive à estimer la partie potentielle, on n'a aucun moyen de remonter à l'énergie cinétique (E_k) de la configuration au FO. Pour pallier cette inconnue nous allons utiliser l'énergie d'excitation obtenue par calorimétrie des partitions secondaires (voir chapitre 3). Ceci nous permet d'exprimer E_k comme la différence $E_k = E^* - E_p$. Réalisant un échantillonnage

¹⁸Cette formule reprend celle du modèle SMM [62] qui s'inspire de l'approximation de Wigner-Seitz.

¹⁹L'énergie collective radiale ne peut être prise en compte qu'en moyenne. On n'est pas capable de la déterminer événement par événement.

microcanonique ($\sigma_{E^*} \sim 0$)²⁰, nous regroupons les événements par E^* (intervalle de 0,5 MeV/A) pour évaluer les fluctuations σ_k (éq. 5.18) associées à E_k .

$$E_p = E_{\text{coul}} - \Delta Q + \langle E_{\text{rad}} \rangle \quad (5.16)$$

$$E^* = E_p + E_k \quad (5.17)$$

$$\sigma_k^2 = \left\langle \left(\frac{E_k}{A_s} \right)^2 \right\rangle - \left\langle \frac{E_k}{A_s} \right\rangle^2 \quad (5.18)$$

$$(5.19)$$

$\sigma_k^2(E^*)$ étant déterminée il nous reste à estimer C_k et T pour tracer le comportement de C (éq. 5.10) en fonction de E^* .

Équation cinétique au Freeze-Out. Pour cela nous introduisons une équation cinétique (5.20). Elle permet de relier le comportement moyen de E_k à la température de la source T au FO²¹. $\langle E_k \rangle$ prend en compte la somme des énergies d'excitation des fragments $\sum_i A_i^{\text{chaud}}/K T^2$ ainsi que l'énergie thermique²² des fragments et neutrons libres $\frac{3}{2}(M_{\text{tot}}^{\text{FO}} - 1)T$. Nous reprenons la constante $K=10$ pour l'évaluation du paramètre de densité de niveau.

$$\langle E_k \rangle = \left\langle \sum_{i=1}^{M_{\text{frag}}} \frac{A_i^{\text{(chaud)}}}{K} \right\rangle T^2 + \left\langle \frac{3}{2}(M_{\text{tot}}^{\text{FO}} - 1) \right\rangle T \quad (5.20)$$

$$\langle E_k \rangle = \left\langle \frac{A_{\text{frag}}^{\text{(chaud)}}}{10} \right\rangle T^2 + \left\langle \frac{3}{2}(M_{\text{tot}}^{\text{FO}} - 1) \right\rangle T \quad (5.21)$$

Cette équation va nous permettre de construire la dépendance en T de $\langle E_k \rangle$ avec un point par E^* . On peut ensuite remonter à la chaleur massique cinétique par nucléon $c_k(E^*) = \left. \frac{\partial \langle E_k/A_s \rangle}{\partial T} \right|_{E^*}$.

5.2.3 Résultats.

Dans cette analyse, l'énergie collective radiale ($\langle E_R \rangle$) n'a pas été prise en compte²³. Le comportement des deux grandeurs $\frac{\langle A_s \rangle}{T^2} \sigma_k^2$ et c_k est porté pour les cinq énergies de Xe+Sn (figure 5.4) et les QPAu (figure 5.5). Pour les Xe+Sn, on observe un croisement des deux variables dans la région $E^* \in [6, 00; 6, 25]$ pour les trois premières énergies (de 25 à 39 MeV/A). À ce point de croisement, les fluctuations associées sont comprises entre 1,30 et 1,35. Pour les Xe+Sn@45 et

²⁰La stricte égalité n'est vraie que si on réalise la détermination σ_k pour chaque valeur de E^* . Le fait de prendre un intervalle en énergie d'excitation rajoute une contribution dans l'évaluation de σ_k .

²¹Les deux sous-systèmes (cinétique et potentiel) étant à l'équilibre cette température T est aussi la température cinétique et potentielle : $T = T_k = T_p$.

²²Le facteur 3/2 correspond à l'énergie cinétique moyenne d'une émission de volume qu'est la multifragmentation par rapport au facteur 2 de l'évaporation (émission de surface).

²³Celle-ci n'étant estimée qu'en moyenne et non événement par événement, sa prise en compte n'apporte pas grand chose.

50, on est trop haut en E^* pour observer ce signal qui se situe dans une région fixe. On n'observe pas de maximum pour $\frac{\langle A_s \rangle}{T^2} \sigma_k^2$ ni de redescente. Si on associe le cœur de la zone spinodale à la région où les fluctuations de cette observable sont maximales, on peut considérer que le système Xe+Sn se situe plutôt près de la sortie de cette zone (côté gaz).

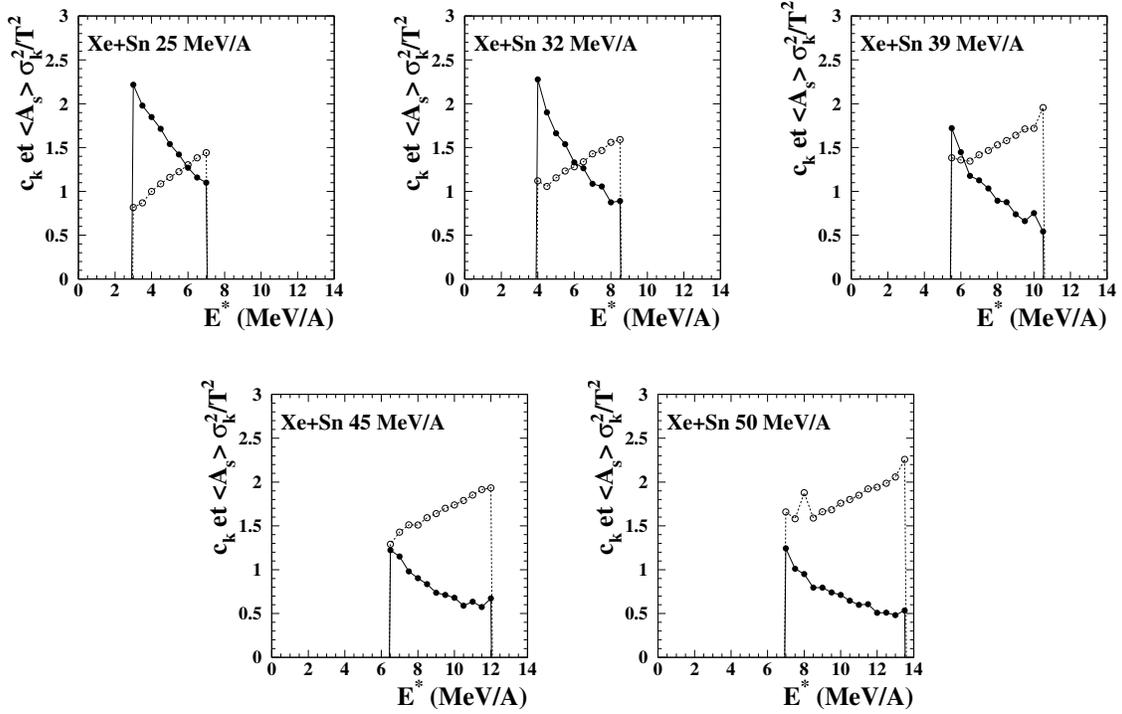


FIG. 5.4 – Évolution de la capacité calorifique cinétique par nucléon (c_k : ronds vides) et des fluctuations d'énergie cinétique normalisées ($\langle A_s \rangle \sigma_k^2 / T^2$: ronds pleins) en fonction de l'énergie d'excitation E^* pour le système Xe+Sn.

Pour les QPAu, on observe ce maximum à $E^* = 5$ MeV/A pour $\frac{\langle A_s \rangle}{T^2} \sigma_k^2 = 1,60$ et le croisement à basse énergie d'excitation ($E^* = 2,50$ MeV/A pour $\frac{\langle A_s \rangle}{T^2} \sigma_k^2 = 0,90$). On a donc une confirmation, après le signal de bimodalité du plus gros fragment, que les QPAu "balayent" une zone suffisante du diagramme des phases pour pouvoir caractériser la zone spinodale dans son ensemble. Le croisement à haute énergie, ($E^* = 5,80$ MeV/A) pour $\frac{\langle A_s \rangle}{T^2} \sigma_k^2 = 1,30$ est cohérent avec le système Xe+Sn. Si pour ce dernier on regarde la valeur des fluctuations de $\frac{\langle A_s \rangle}{T^2} \sigma_k^2$, à l'endroit où celles du QPAu sont maximales, elle est comprise entre 1,55 et 1,65. On a donc des valeurs de fluctuations similaires pour les deux systèmes mais avec une différence dans leur évolution à basse énergie. Cette comparaison du comportement des fluctuations de l'énergie configurationnelle entre les deux systèmes tend à montrer une compatibilité de celles-ci pour des énergies d'excitation supérieures à 5 MeV/A, en dessous, elles divergent pouvant illustrer une entrée dans la zone spinodale différente.

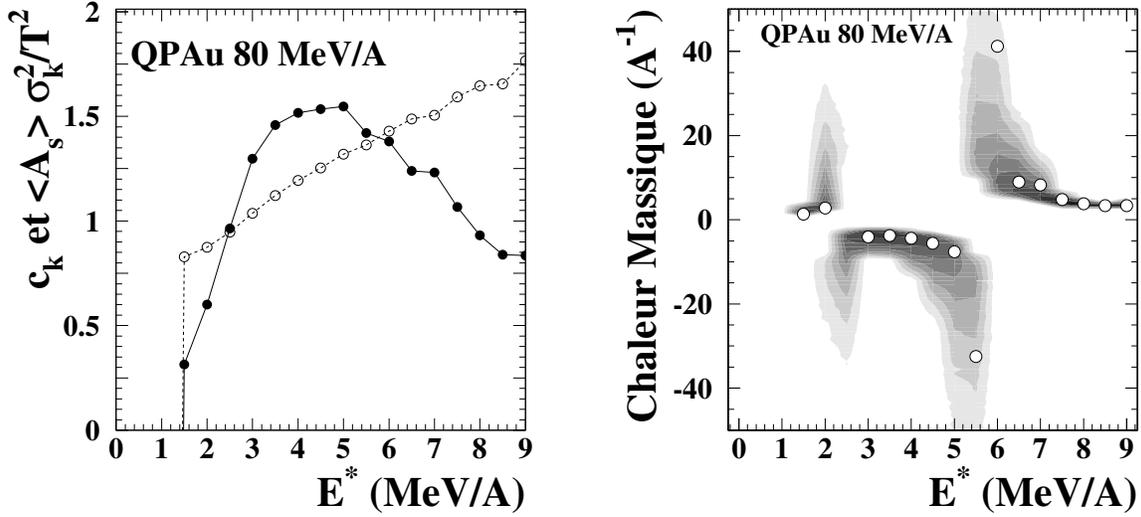


FIG. 5.5 – Évolution, à gauche, de la capacité calorifique cinétique par nucléon (c_k : ronds vides) et des fluctuations d'énergie cinétique normalisées ($\langle A_s \rangle \sigma_k^2 / T^2$: ronds pleins) et à droite, de c , chaleur massique microcanonique par nucléon en fonction de l'énergie d'excitation E^* pour les événements "sources" du QPAu. Sur cette dernière figure, les contours grisés indiquent la région de confiance déduite d'une simulation Monte-Carlo prenant en compte les erreurs statistiques dans le calcul de la chaleur massique.

Le fait de se placer dans une approximation gaussienne nous permet de retrouver l'équivalence entre transformée de Legendre et transformée de Laplace (équations 3.7 et 3.9 du chapitre 3). Ceci permet de relier les fluctuations de E_k dans l'ensemble canonique (σ_{can}) à sa capacité calorifique microcanonique C_k par les relations 5.22 et 5.23 [43].

$$\sigma_{\text{can}}^2 = \frac{\partial^2 \ln Z_k}{\partial \beta^2} = - \frac{\partial \langle E_k \rangle}{\partial \beta} \quad (5.22)$$

$$- \frac{1}{C_k T^2} = \frac{\partial^2 S_k}{\partial E_k^2} = \frac{\partial \beta}{\partial E_k} \quad (5.23)$$

$$\left(\frac{C}{C_k} \right)^{-1} \sim 1 - \frac{\sigma_k^2}{\sigma_{\text{can}}^2} \quad (5.24)$$

La dernière égalité (5.24) montre donc qu'une chaleur massique négative est liée à des fluctuations microcanoniques de l'énergie cinétique des configurations au FO (σ_k) plus importantes que celles de l'ensemble canonique (σ_{can}). En d'autres termes, on a plus de fluctuations sur la variable E_k quand $E_k + E_p = E^* = \text{cte}$ que lorsque E^* est libre de fluctuer. Cette caractéristique est directement liée à l'approche microcanonique de la coexistence de phase. Le système doit

choisir entre les deux phases, à énergie fixée, cette alternative engendre des grandes variations de E_p qui se répercutent directement sur celles de E_k , correspondance que l'on n'a pas dans l'ensemble canonique.

5.3 Zone de coexistence et signaux de transition de phases.

Nous allons tout d'abord mettre en commun les informations que l'on peut retirer de l'observation de la distribution bimodale du Z_1 , des fluctuations anormales des énergies configurationnelles et du signal fossile de décomposition spinodale.

5.3.1 Bilan des différents signaux observés pour le QPAu.

Les deux premiers signaux nous ont permis d'obtenir des limites sur la zone de coexistence et plus précisément sur la zone spinodale incluse dans celle-ci. Les valeurs obtenues de l'étude de la bimodalité sont pour l'énergie d'excitation $E_{\text{liq}} = 1,9 \pm 0,2$ et $E_{\text{gaz}} = 6,95 \pm 0,15$ (MeV/A). Ces valeurs sont une moyenne des deux jeux de paramètres obtenues dans le chapitre 3 (tableau 4.2). L'intervalle sur lequel nous avons réalisé la procédure de comparaison avec la distribution canonique renormalisée était $[3,00 ; 6,25[$ et permettait une première estimation de la zone spinodale, les valeurs de E_{liq} et E_{gaz} caractérisant plus la zone de coexistence. L'emplacement des deux divergences de la chaleur massique microcanonique sont $E_{1^e\text{DV}} = 2,5 \pm 0,25$ et $E_{2^e\text{DV}} = 5,8 \pm 0,25$ MeV/A. Elles sont comprises dans l'intervalle $[E_{\text{liq}}; E_{\text{gaz}}]$. On a donc une très bonne cohérence entre ces deux limitations qui sont obtenues par des procédures complètement indépendantes. Pour confirmer cette bonne concordance entre les deux signaux on a porté sur la figure 5.6 l'évolution des deux variances σ_k^2 et σ_{Z_1/Z_s}^2 en fonction de l'énergie d'excitation E^* .

On a un comportement identique à un facteur multiplicatif près. Les fluctuations du plus gros fragment normalisé à la taille de la source sont maximales au même endroit ($E^* = 5 \pm 0,25$ MeV/A) que les fluctuations des énergies configurationnelles. Lorsque le système est au cœur de la zone spinodale, la coexistence des deux phases génère de grandes fluctuations qui peuvent être mise en évidence dans les partitions finales par des observables corrélées à un paramètre d'ordre de la transition. L'observation du signal fossile de décomposition spinodale débute après ces fluctuations maximales et s'étend au delà de la deuxième divergence et de E_{gaz} . Ceci peut sembler contradictoire puisque ce phénomène est attendu uniquement dans la zone spinodale. Cependant le maximum de surproduction des événements $\sigma_Z < 1$ est localisé dans la zone $[5 ; 6]$ MeV/A. Il faut aussi garder en tête que les deux premiers signaux sont construits à partir de tous les événements et qu'ils constituent une évaluation de grandeurs thermostatiques. Cette construction est réalisée à partir des partitions finales qui ont subi la coalescence et la désexcitation secondaire. **Dans le cas du signal fossile, on recherche seulement "les événements idéaux" qui sont passés le plus possible à travers ces différents mécanismes qui rendent plus flous les limites de la zone spinodale.** Il n'est donc pas étonnant de ne pas trouver une concordance parfaite. Le fait de pouvoir les observer dans une zone assez haute en énergie d'excitation peut être dû à une énergie d'expansion thermique qui commence à apparaître pour ce système aux alentours de 4-5 MeV/A favorisant la survie de plus de "partitions symétriques".

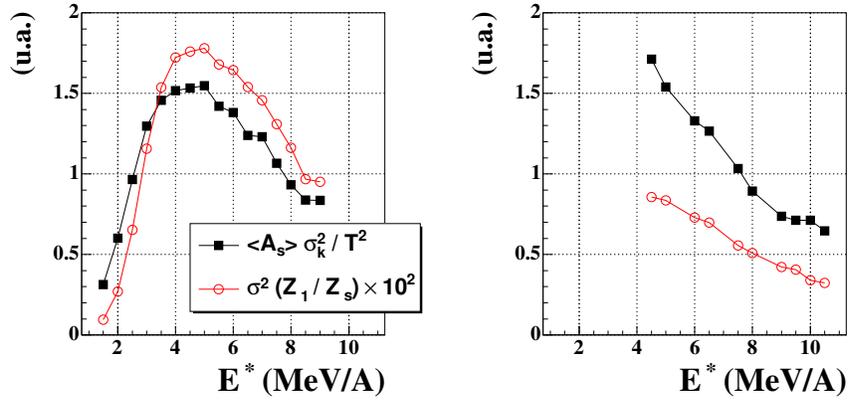


FIG. 5.6 – évolutions en fonction de l'énergie d'excitation de la variance normalisée de l'énergie cinétique au FO et de la variance de la taille du plus gros fragment normalisé à la taille de source (Z_s) avec un facteur multiplicatif de 100 pour les QPAu (à g.) et les Xe+Sn de 25 à 50 MeV/A (à d.). Pour les Xe+Sn, deux points par énergie incidente sont tracés correspondant à la zone centrale des distributions de E^* (tab. 4.1). L'axe des énergies d'excitation est défini par pas de 0,5 MeV/A.

Une dernière zone caractéristique est la production maximale de fragments ($Z \geq 5$) qui semble se localiser dans la région [8;9] MeV/A. Elle donne une indication de l'ouverture progressive du canal de la vaporisation. Toutes ces zones en énergie d'excitation ont été dessinées sur le schéma 5.7 permettant une meilleure visualisation des différents signaux.

Dans toute l'étude des événements QPAu, nous avons remarqué le rôle spécifique du plus gros fragment. Il est intéressant de refaire ce bilan dans un plan E^*-Z_1 . Cette représentation a pour but d'essayer de mimer un diagramme $T-\rho$ et d'obtenir un diagramme des phases accessible expérimentalement. Si la correspondance entre énergie d'excitation et température est souvent utilisée, le lien entre le plus gros fragment et la densité est beaucoup moins trivial.

Un possible scénario peut être avancé en mettant en parallèle le comportement de ces deux variables lorsque le système explore la zone de coexistence. Pour les basses énergies d'excitation, l'évaporation domine, on est à densité quasi-normale, la taille du gros reflète bien cette densité. Lorsqu'il commence à entrer dans la zone spinodale, le système, siège d'instabilités, multifragmente mais la coalescence domine ($F_{\text{coal}} > F_{\text{expans}}$). On peut ainsi concevoir que celle-ci va privilégier la recombinaison des fragments situés au cœur de la source. Le gros fragment ainsi (re-)formé reflèterait la densité de cœur dans une description solaire des partitions : le gros au milieu et les autres fragment, beaucoup plus petits et qui ont pu s'échapper, autour. En continuant à rentrer dans la spinodale, le système acquiert une pression thermique lui permettant de multifragmenter à plus basse densité. La coalescence commence à perdre de son influence. Dans la cœur de la zone spinodale, la compensation entre coalescence et expansion donne l'image d'une équi-probabilité des deux phases ($F_{\text{coal}} \sim F_{\text{expans}}$). Cette équivalence de peuplement entraîne des fluctuations maximales sur des observables pertinentes qui sont à même de distinguer les deux

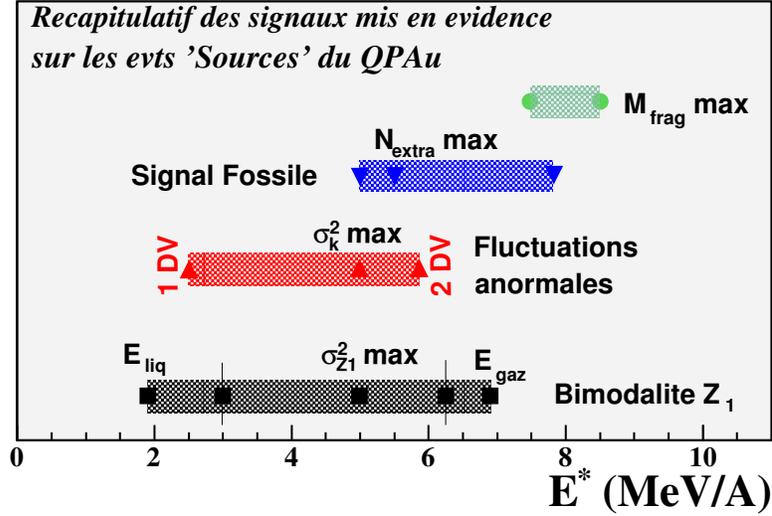


FIG. 5.7 – *Placements suivant l'énergie d'excitation E^* des différents signaux observés sur le QPAu. De bas en haut : signal de bimodalité : E_{gaz} et E_{liq} valeurs obtenues après comparaison avec la distribution canonique double gaussienne renormalisée, les deux marqueurs avec barres verticales indiquent l'intervalle de comparaison, et le marqueur du milieu l'endroit où les fluctuations du plus gros fragment normalisé à la taille de la source sont maximales ; signal de fluctuations anormales d'énergie configurationnelles : localisation des deux divergences et de l'endroit où les fluctuations d'énergies cinétiques sont maximales ; signal fossile de décomposition spinodale : cette zone et le maximum pour N_{extra} sont déterminés en ne considérant que la fonction d'excitation avec un critère de signifiante égale à 0,95 ; maximum de production de fragments ($Z \geq 5$).*

phases. Une fois que le système est passé de l'autre côté, la coalescence perd de plus en plus son influence ($F_{\text{coal}} < F_{\text{expans}}$), le système multifragmente à plus basse densité avec des fragments qui se recombinent de moins en moins, le plus gros fragment perd son rôle spécifique aussi bien en taille qu'en localisation : on rejoint des "partitions grumeaux" où les fragments sont à des distances équivalentes avec une plus grande symétrie en charge : le signal fossile commence à pouvoir être observé.

Cette description permet d'intuiter un lien entre la densité et le plus gros fragment, mais elle reste purement schématique. Elle correspond aussi à l'image que l'on se fait du large éventail de sources produites en collisions périphériques et semi-périphériques et qui permettent d'avoir accès à un peuplement progressif de la zone de coexistence. Pour estimer le peuplement moyen de notre diagramme E^*-Z_1 , nous portons les deux fonctions $\langle E^* \rangle = f(Z_1)$ et $\langle Z_1 \rangle = g(E^*)$ qui reflètent le comportement moyen de nos deux paramètres d'ordre l'un en fonction de l'autre sur la partie gauche de la figure 5.8, superposées à l'ensemble des événements "sources" du QPAu. Jusqu'à $\langle Z_1 \rangle \sim 40$ et $\langle E^* \rangle \sim 4,5$ (MeV/A), les deux fonctions se superposent : on a une

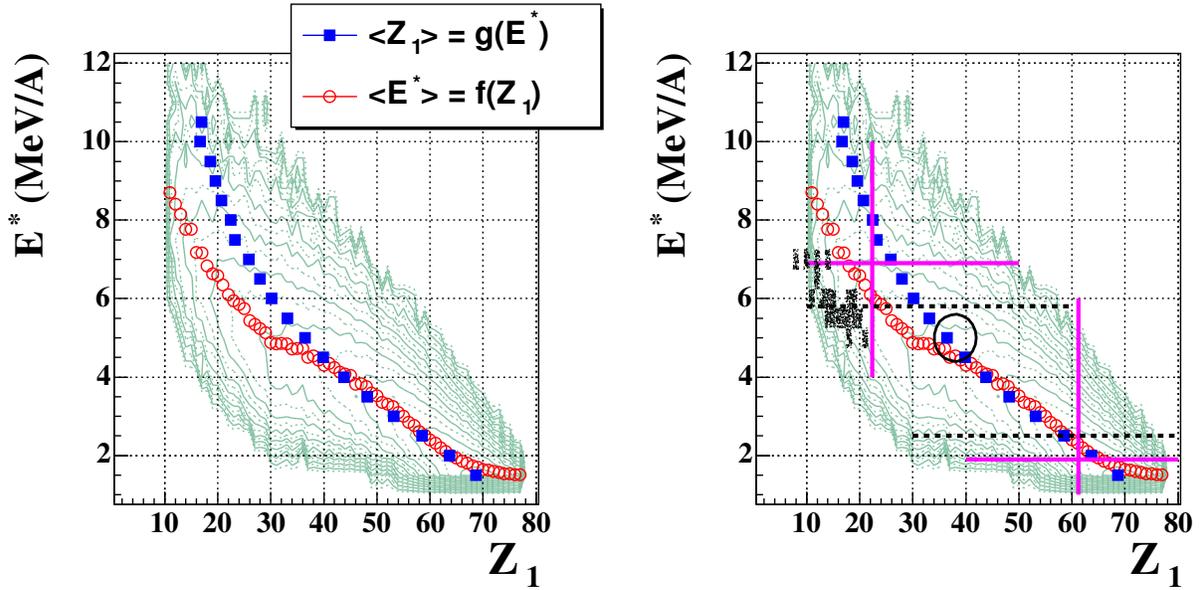


FIG. 5.8 – À g diagramme $E^* - Z_1$ des QPAu; les deux fonctions correspondent au comportement moyen de E^* en fonction de Z_1 (fonction f , cercles rouges) et au comportement moyen de Z_1 en fonction de E^* (fonction g , carrés bleus); les événements sont portés également (contours verts, échelle logarithmique). À d. : même diagramme avec superposées, les valeurs extraites de la bimodalité (droites mauves), des fluctuations des énergies configurationnelles (droites tiretées noires); cercle noir, localisation de la zone de fluctuations maximales et marqueurs noirs, événements signant la décomposition spinodale et participant à la fonction d'excitation avec une signifiante de 0,95. Les points des fonctions f et g correspondent à une statistique supérieure à 100 dans chaque intervalle. L'axe des énergies d'excitation est défini par pas de 0,5 MeV/A.

équivalence dans l'estimation de la valeur moyenne de ces deux observables. Ensuite les deux fonctions se séparent avec un plateau pour la fonction f pour $Z_1 \in [30; 35]$. On perd la réciprocity observée précédemment. Plusieurs arguments peuvent expliquer cette divergence. Le premier rejoint la procédure de renormalisation dans l'étude de la bimodalité que l'on avait utilisée pour s'affranchir de la troncature des hautes dissipations : ceci expliquerait le décrochement de f comme une simple saturation due à des pertes, à Z_1 donné, dans les distributions de E^* . Cependant l'endroit de décrochement ($E^* \sim 5$ MeV/A) semble trop bas pour que ce soit la seule explication.

On ajoute à présent à ce diagramme les différentes informations sur la bimodalité, la chaleur massique négative et le signal fossile correspondant à l'inventaire précédent (partie droite de la figure 5.8). Les barres horizontales et verticales mauves représentent E^{liq} , E^{gaz} et Z_1^{liq} , Z_1^{gaz} , les barres horizontales tiretées noires les divergences de la chaleur massique, le cercle noir, la localisation des fluctuations maximales et les marqueurs noirs, les événements participant au signal fossile. En effet on peut placer ces derniers sans ambiguïté dans le diagramme puisque à $\sigma_Z < 1$,

$Z_1 \sim \langle Z \rangle$. Pour les divergences et les valeurs moyennes associées à la bimodalité, les barres permettent une meilleure visualisation, mais ne correspondent pas à une réelle délimitation. Pour la bimodalité, on a un point $(Z_1; E^*)$ par "phase" mais pour les divergences on a uniquement l'information sur l'énergie d'excitation. Il apparaît que le décrochement entre les fonctions f et g correspond à la zone de fluctuations maximales proche du cœur de la zone spinodale. Cette correspondance permet d'avancer une hypothèse : à droite de cette zone le système est encore en majorité dans une phase plus liquide ou ordonnée, la corrélation entre les deux paramètres d'ordre est très forte : l'énergie d'excitation de la source conditionne complètement la taille moyenne du Z_1 . Lorsque le système est à gauche, il est passé dans la partie plus gaz de la zone de coexistence, dans la partie désordonnée. Le plus gros fragment commence à perdre son caractère spécifique, l'énergie d'expansion thermique commence à rentrer en compte dans la détermination des partitions finales. On peut dire que le peuplement plus large de ce diagramme correspond à une augmentation des trajectoires possibles. Les événements participant au signal fossile de la décomposition spinodale se situent en dessous de la fonction f , essentiellement localisés autour de la 2nd divergence. Ceci rejoint la remarque concernant la concordance de ce signal avec la délimitation de la zone spinodale : ils sont vraiment en dehors du comportement moyen des événements. Si on estime que ces événements représentent ceux ayant le moins souffert de la coalescence, cela peut nous donner une indication de la direction de F_{coal} et F_{expans} dans ce diagramme. Ainsi une énergie d'expansion aurait pour conséquence de favoriser un déplacement vers la gauche des partitions finales avec à même énergie d'excitation, des Z_1 plus petits alors que la coalescence déplacerait les partitions vers le haut : pour produire un Z_1 de taille équivalente, il faudrait plus de E^* . Du croisement de toutes ces informations il apparaît que ce diagramme $E^* - Z_1$ est une représentation intuitive assez bonne pour appréhender la description de la coexistence de phases pour les événements QPAu.

Nous allons à présent placer le système Xe+Sn sur ce même diagramme.

5.3.2 Placement du système Xe+Sn dans le diagramme des QPAu.

Sur la partie gauche de la figure 5.9, sont portés les événements pour les cinq énergies incidentes de Xe+Sn. Les coupures franches en E^* représentent les définitions des intervalles que nous avons choisis au début du chapitre 4. Une première remarque concerne l'étendue des distributions de Z_1 qui, pour une énergie d'excitation donnée, couvre le même domaine que les QPAu. Pour placer ce système avec les QPAu, on choisit de ne porter que les valeurs moyennes ($\langle Z_1 \rangle, \langle E^* \rangle$) pour chaque énergie incidente²⁴. Sur la partie droite de la figure 5.9, ces 5 points (triangles inversés noirs) sont donc ajoutés. Les barres d'erreurs représentent les sigmas des distributions, avec pour σ_{E^*} une contrainte triviale. Les points se placent entre les fonctions f et g définies précédemment. Le point à 25 MeV/A est très proche de la zone de fluctuations maximales des événements QPAu. Cette observation peut être mise en parallèle avec la partie droite de la figure 5.6, où on a porté les fluctuations d'énergie cinétique (σ_k^2) et celles du plus gros fragment (σ_{Z_1/Z_s}^2). Cette fois on s'est restreint, pour chaque énergie incidente, aux points encadrant la valeur moyenne de la distribution de E^* . Ceci nous donne un très bon accord en ce

²⁴La sélection en énergie d'excitation ne modifie pas ces valeurs.

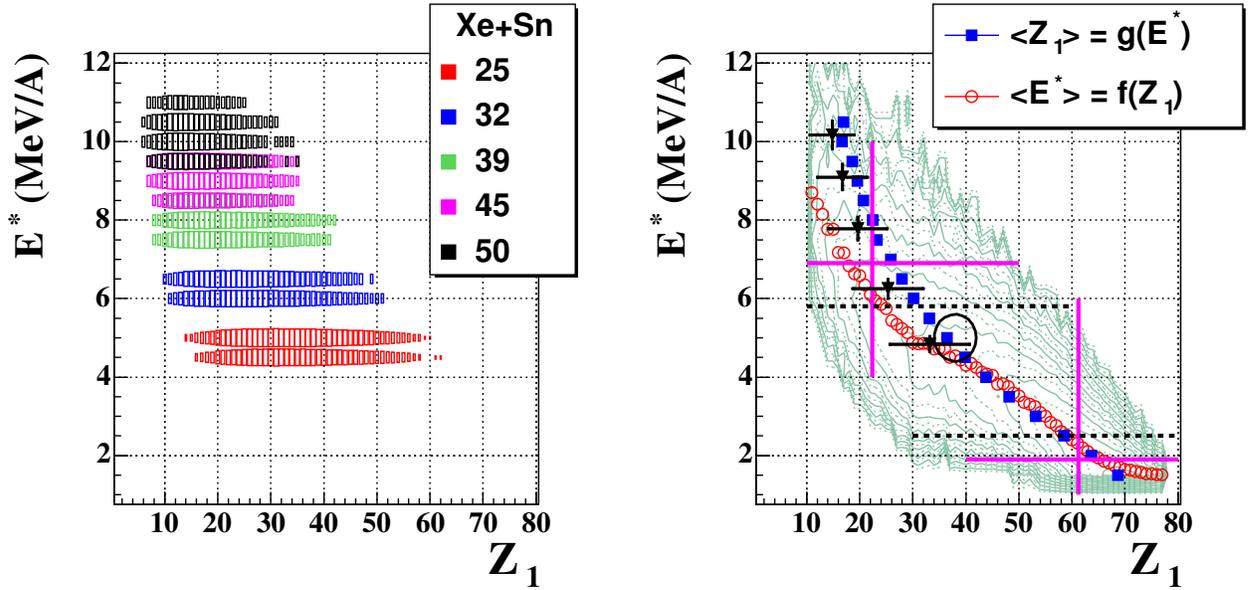


FIG. 5.9 – Môme diagramme $Z_1 - E^*$ que la figure 5.8. À g., événements des sources Xe+Sn aux cinq énergies incidentes (de 25 à 50 MeV/A). À d. : aux événements QPAu, sont ajoutés, en triangles inversés noirs, les valeurs moyennes $\langle Z_1 \rangle$ et E^* de ces distributions de Xe+Sn. Les barres d'erreurs indiquent les écart-types.

qui concerne σ_k^2 pour les deux systèmes avec aussi un comportement similaire entre σ_{Z_1/Z_s}^2 et σ_k^2 avec l'absence de maximum. Cette restriction en E^* nous permet juste de dire que sur l'intervalle $E^* \in [5; 10]$ le comportement de ces deux variables est similaire l'un par rapport à l'autre et d'un système à l'autre. La divergence des Xe+Sn en dessous de 5 MeV/A peut simplement être due à une mauvaise estimation de E^* . Pour pouvoir conclure définitivement sur la localisation des fluctuations maximales, il nous faut un point à énergie incidente plus basse pour ce système. Pour la première divergence ($E_{1^{\circ}DV}$) du signal de la chaleur massique il apparaît, par extrapolation "linéaire" (figure 1.9), que pour l'observer en collisions centrales il faudrait descendre de manière importante en énergie incidente (~ 15 MeV/A). Dans la même logique la bimodalité du plus gros fragment est loin d'être accessible. Ces prévisions ne sont valables que si l'on considère une équivalence de peuplement de ce diagramme entre les collisions périphériques et les collisions centrales à basse énergie incidente.

Les points sur le diagramme $E^* - Z_1$ s'écartent progressivement de la fonction f pour rejoindre la fonction g à 50 MeV/A. Ce comportement correspond à l'augmentation de l'énergie d'expansion $\langle E_R \rangle$. Pour confirmer cela on utilise désormais le diagramme $E_{th} - Z_1$ avec $E_{th} = E^* - \langle E_R \rangle$ qui correspond seulement à une translation vers le bas à Z_1 constant. Cependant pour le système QPAu, vue la faible énergie d'expansion par rapport à Xe+Sn, on conserve comme axe des ordonnées l'énergie d'excitation (figure 5.10). De la même façon les

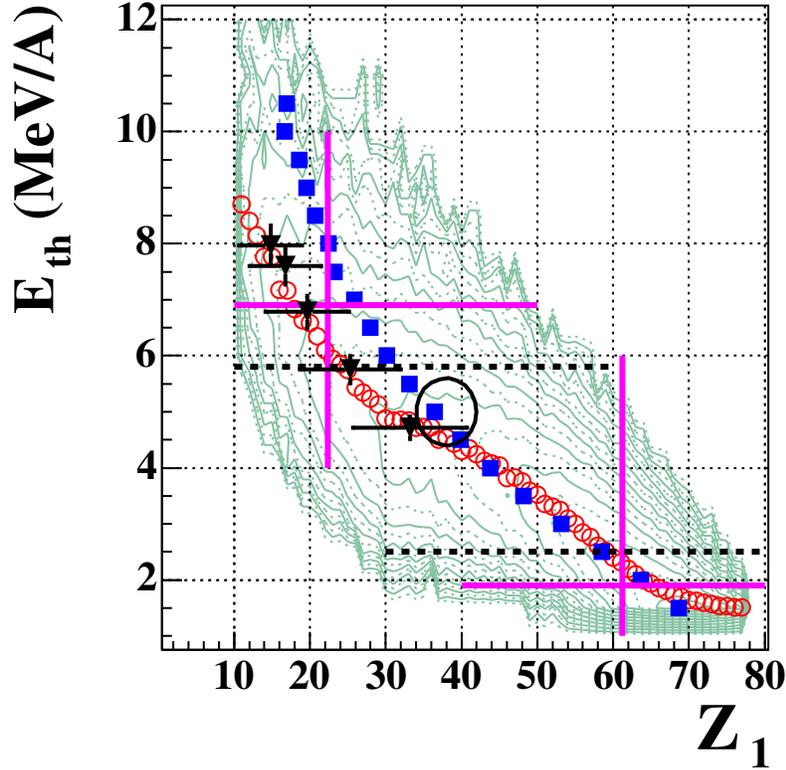


FIG. 5.10 – Môme diagramme que la figure 5.8 mais avec cette fois, pour les ordonnées de Xe+Sn, l'énergie thermique ($E_{th} = E^* - \langle E_R \rangle$) toujours E^* pour les QPAu.

différents repères des signaux de transition de phases ne sont pas modifiés. On a à présent une bonne superposition des Xe+Sn et de la fonction f . Ceci implique que le plus gros fragment est une bonne estimation de l'énergie thermique moyenne des sources qu'elles soient produites en collisions centrales ou périphériques. De la même manière, l'estimation de la taille moyenne du plus gros fragment par intervalle d'énergie thermique reflète la présence d'énergie d'expansion radiale dans la production des sources avec à E_{th} équivalente une production de Z_1 en moyenne plus petit si il y a de l'énergie d'expansion. Les plus faibles fluctuations du Z_1 pour Xe+Sn par rapport au QPAu observées sur la figure 5.6 reflètent-elles aussi la présence d'une énergie d'expansion ? Cette explication est plausible si celle-ci est suffisante pour diminuer les fluctuations dues à la coalescence, mais nécessite une étude plus approfondie. De manière générale, il apparaît que le système Xe+Sn peuple finalement la partie plus gaz de la zone de coexistence (à gauche de la zone de fluctuations maximales) et ne nous permet donc d'avoir une information que très limitée sur la partie liquide. **La combinaison des deux systèmes nous permet d'avoir une vue d'ensemble de la zone de coexistence avec des différences côté gaz qui semblent**

trouver leur origine première dans l'énergie d'expansion radiale. Une fois celle-ci prise en compte, le bon accord entre les deux systèmes aussi bien sur les signaux de transition de phases que sur les partitions des événements est encourageant quant à la pertinence de toutes les études menées sur ces deux systèmes.

Conclusion

À partir d'une sélection dynamique nous permettant d'isoler des sources équilibrées de taille équivalente et sans contribution de la zone de mi-rapidité, nous avons pu réaliser une étude thermostatique des quasi-projectiles d'or produits en collisions périphériques et semi-périphériques (QPAu). Dans une première partie, nous avons mis en évidence le comportement bimodal de la distribution du plus gros fragment (Z_1) et nous l'avons relié au comportement attendu pour un paramètre d'ordre d'une transition de phases du premier ordre. Ce lien a pu être fait en appliquant une renormalisation de la distribution du plus gros fragment sous la contrainte d'une distribution équiprobable d'une variable de dissipation. En choisissant l'énergie d'excitation obtenue par calorimétrie (E^*) comme variable de dissipation et en effectuant une comparaison entre la corrélation expérimentale Z_1 - E^* et celle issue d'une description canonique avec transition de phases nous avons obtenu des informations sur la localisation de la zone de coexistence du diagramme de phases des noyaux.

Nous avons ensuite effectué une comparaison approfondie des sources QPAu avec les sources de quasi-fusion produites en collisions centrales pour les systèmes Xe+Sn et Gd+U. De cette comparaison sur le comportement moyen d'observables statiques et dynamiques en fonction de E^* , il ressort que les partitions en charge des fragments des sources produites en collisions centrales sont plus symétriques que celles des sources produites en collisions périphériques. L'explication de cette différence, avancée dans ce travail, est la présence d'un champ de vitesse lié à l'énergie radiale d'expansion (thermique et dynamique) et à l'énergie coulombienne qui, lors de la formation des fragments, affecterait le taux de coalescence (recombinaison de ceux-ci). Une autre explication pourrait être due à une différence de la densité du système avant fragmentation (différence de la densité de niveaux) entre les deux types de sources. **Le lien entre la multiplicité de fragments et l'énergie collective radiale observé expérimentalement pour les collisions centrales et périphériques ne peut être reproduit par un modèle statistique comme SMM où le traitement de l'énergie radiale d'expansion consiste en l'implémentation d'un paramètre complètement décorrélié de la production des partitions de fragments.**

Cette comparaison centrales/périphériques a aussi motivé une mise en parallèle des signaux de transition de phases pour les QPAu et Xe+Sn. Le signal fossile de décomposition spinodale et le signal de fluctuations anormales des énergies configurationnelles ont été étudiés sur les QPAu. Par la méthode des corrélations en charge, nous avons pu mettre en évidence un signal de surproduction de partitions de fragments symétriques. Cette surproduction est en bon accord avec celle déjà observée pour le système Xe+Sn mais la trop faible statistique ne nous permet pas d'in-

interpréter ce signal comme preuve de la décomposition spinodale de manière définitive. Le signal illustrant les fluctuations des énergies configurationnelles recoupe celui de l'étude de la bimodalité du plus gros fragment. De même pour le système Xe+Sn, la non observation de la première divergence, signant le passage entre la zone liquide et la zone de coexistence, peut être reliée à la non observation de la bimodalité du Z_1 . Du point de vue expérimental, ces deux signaux permettent, de deux manières complètement différentes, de caractériser l'ordre de la transition de phases étudiée (du premier ordre de type Liquide-Gaz).

Enfin nous avons proposé la construction d'un "diagramme de phases expérimental" permettant de récapituler les informations déjà connues et celles exposées dans ce mémoire. Pour cela, nous avons porté, en fonction de la taille du plus gros fragment, soit l'énergie d'excitation, soit l'énergie thermique ($E_{th} = E^* - \langle E_R \rangle$). Le principal résultat est la perte de bijectivité entre les valeurs moyennes des deux observables à partir de $E_{th} > 4,5$ MeV/A et $Z_1 < 40$. Le lieu de ce changement, correspondant à la zone de fluctuations maximales du Z_1 et de l'énergie cinétique des configurations au Freeze-Out (σ_k^2), semble signer une ouverture des chemins offerts au système dans la partie "plus gaz" de la zone de coexistence avec comme possible moteur l'énergie d'expansion. La cohérence entre les systèmes Xe+Sn et QPAu par rapport au comportement moyen de E_{th} en fonction de Z_1 confirme la bonne estimation de l'énergie thermique d'un ensemble de sources par la mesure du plus gros fragment, qu'elles soient produites en collisions centrales ou périphériques. De manière générale le rôle essentiel du plus gros fragment dans la compréhension des mécanismes de désexcitation des sources formées dans les collisions d'ions lourds rend indispensables et l'identification des grandes charges et le critère de complétude appliqué aux lots d'événements détectés pour pouvoir réaliser des études thermostatiques quantitatives.

Dans la continuité de ce travail différentes analyses peuvent être proposées. Elles concernent les données de la cinquième campagne d'INDRA (voir tableau 5.2). Pour le système Xe+Sn, cette campagne devrait permettre d'apporter une réponse définitive concernant le signal fossile de décomposition spinodale grâce à une statistique dix fois plus importante. De plus l'étude d'énergies incidentes inférieures à 25 MeV/A va permettre d'explorer la partie plus liquide de la zone de coexistence avec en premier lieu la présence ou non d'un maximum des fluctuations du Z_1 et de l'énergie configurationnelle et plus bas en énergie incidente la mise en évidence ou non de la première divergence de la chaleur massique. Cette caractérisation de la partie liquide de la zone de coexistence dans les collisions centrales nous permettra de situer l'entrée de cette zone par rapport aux collisions périphériques.

Cette cinquième campagne met aussi l'accent sur l'asymétrie d'isospin de la voie d'entrée avec un jeu complet (projectile+cible) des isotopes $^{124-134}\text{Xe}$ et $^{112-124}\text{Sn}$. Ceci devrait permettre d'étudier un second signal indiquant la possible présence de décomposition spinodale par une mise en évidence de la variation de l'isospin des fragments illustrant une distillation neutronique plus importante entre les deux phases par rapport à la prédiction d'équilibre [81].

La systématique disponible pour le système Xe+Au va nous donner la possibilité de réaliser une étude plus approfondie sur l'effet de l'asymétrie en taille de la voie d'entrée. De plus ce système possédant la même asymétrie que Gd+U, cette étude devrait nous donner plus d'informations sur le comportement spécifique de Gd+U (composition de son énergie d'expansion totale : coulomb+dynamique) par rapport à Xe+Sn.

Du point de vue de la détection, la phase de recherche et développement d'un détecteur de

Systèmes	E_{inc} (MeV/A)	Nombre de runs
$^{136}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$	45	294
$^{136}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$	45	117
$^{124}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$	45	312
$^{136}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$	32	319
$^{136}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$	32	117
$^{124}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$	32	104
$^{124}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$	32	314
$^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$	35	74
$^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$	29	61
$^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$	27	55
$^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$	25	32
$^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$	20	72
$^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$	18	70
$^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$	15	64
$^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$	12	71
$^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$	8	57
$^{129}\text{Xe} + ^{197}\text{Au}$	35	79
$^{136}\text{Xe} + ^{197}\text{Au}$	32	24
$^{129}\text{Xe} + ^{197}\text{Au}$	27	15
$^{129}\text{Xe} + ^{197}\text{Au}$	18	23
$^{129}\text{Xe} + ^{197}\text{Au}$	15	74

TAB. 5.2 –

nouvelle génération (Four-II A and Z Identification Array) est en cours. Ce détecteur prévoyant une résolution isotopique des fragments jusqu'à $Z=25-30$ nous permettra de diminuer les hypothèses de reconstruction cinématique des événements ainsi que celles rentrant en compte dans la calorimétrie et se révélerait plus adapté aux études portant sur l'isospin.

Annexes.

Annexe A

Étude de la cohérence $\Delta E_{\text{Si}} - E_{\text{CsI}}$ sur les données de la 4^e campagne.

Une fois la calibration des détecteurs et l'identification des produits de détection effectuées [11,32], une dernière étape consiste en une vérification de la cohérence des énergies mesurées dans les différents étages du télescope traversé par une particule. Nous proposons ici une méthode simple permettant de mettre en évidence les défauts de cohérence sur les bandes de la quatrième campagne. Elle repose sur la comparaison avec le programme de calcul de pertes d'énergie *Veda LOSS* et a été appliquée sur les étages silicium (Si) et iodure de césium (CsI) des couronnes 1 à 9. L'énergie déposée dans le CsI (E_{CsI}) permet d'estimer l'énergie incidente de la particule à l'entrée du détecteur silicium ($E_{\text{Si}}^{\text{inc}}|_{\text{Vedaloss}}$). Cette énergie incidente est ensuite comparée à la somme des énergies dans les deux étages ($\Delta E_{\text{Si}} + E_{\text{CsI}}$). Cette comparaison se fait par l'intermédiaire de la variable $\Delta^{\text{VD-det}}E$ (définition A.1). Si cette variable est proche de zéro cela signifie que l'énergie déposée dans les deux étages est proche de celle déduite numériquement : il y a cohérence des deux informations. Si la valeur de $\Delta^{\text{VD-det}}E$ devient trop importante, la particule doit être écartée¹.

$$\Delta^{\text{VD-det}}E = E_{\text{Si}}^{\text{inc}}|_{\text{Vedaloss}} - (E_{\text{Si}} + E_{\text{CsI}}) \quad (\text{A.1})$$

A.1 Cohérence des particules $Z < 5$.

Nous nous intéressons tout d'abord aux particules ($Z < 5$). La figure A.1 montre les spectres en énergie pour les protons et les alpha de la couronne 1 pour le système Au+Au à 80 MeV/A. La première courbe noire représente l'énergie déposée dans le CsI, et les triangles rouges la distribution de l'énergie lorsque l'on rajoute celle déposée dans le Si. Pour les protons, E_{CsI} est bornée (~ 250 MeV) et correspond à l'énergie maximum que peut déposer cette particule dans un

¹La configuration du détecteur INDRA avec 2 ou 3 étages de détection par télescope, permet en principe de traiter les particules présentant une incohérence dans les énergies déposées (première campagne). Le travail présent consiste juste à les mettre en évidence et à les rejeter.

CsI². L'effet des E_{Si} est le rajout d'une traîne à haute énergie. Ce sont ces particules peuplant les E_{Si} + E_{CsI} très haut en énergie qui ont un problème de cohérence. Pour les alphas, même si le seuil haut des CsI, n'est pas atteint, nous constatons clairement aussi deux composantes avec celle, à haute énergie, venant des E_{Si}. En bas de la même figure, nous avons tracé la distribution correspondante de la variable $\Delta^{\text{VD-det}}E$ définie précédemment. Par construction, celle-ci peut prendre des valeurs positives ($E_{\text{Si}}^{\text{inc}}|_{\text{Vedaloss}} > (E_{\text{Si}} + E_{\text{CsI}})$) ou négatives ($E_{\text{Si}}^{\text{inc}}|_{\text{Vedaloss}} < (E_{\text{Si}} + E_{\text{CsI}})$). Les valeurs négatives correspondent à une sur-évaluation de l'énergie détectée dans le Si par rapport au calcul de *Veda LOSS* et inversement pour les valeurs positives. Pour les deux cas présents, nous observons une distribution très piquée correspondant aux $\Delta^{\text{VD-det}}E > 0$ (courbe noire). Nous considérons que l'écart à zéro illustre la résolution en énergie des détecteurs. La distribution correspondant aux $\Delta^{\text{VD-det}}E < 0$ (triangle rouge) est quant à elle très étendue avec une répercussion directe de la contribution Si observée précédemment. L'énergie déposée dans les siliciums est beaucoup trop importante par rapport à celle déposée dans le CsI. Une explication pouvant expliquer cette sur-évaluation de l'énergie dans le silicium, est la détection en coïncidence de deux particules dans le même télescope avec une particule qui s'arrête dans le premier étage et la deuxième qui s'arrête dans le suivant. Pour les particules légères, l'identification (détermination de la charge) étant principalement faite avec l'information CsI_R - CsI_L, il est évident que, dans ce cas, l'énergie mesurée dans le Si sera incohérente.

$$Z < 5 \text{ et } |\Delta^{\text{VD-det}}E| \leq E_{\text{Veda}}^{\text{Si}} \quad (\text{A.2})$$

Pour discriminer ces cas de coïncidence, nous utilisons comme référence pour E_{Si}, l'énergie maximum que peut déposer une particule dans ce détecteur. Cette énergie ($E_{\text{max}}^{(\text{Si})}$) est indépendante de l'énergie incidente de la particule. Elle correspond à la situation où la particule s'arrête dans le détecteur et dépose toute son énergie. Nous considérons que si la différence $\Delta^{\text{VD-det}}E$ est plus importante que $E_{\text{max}}^{(\text{Si})}$ (en valeur absolue), nous rejetons la particule. Les valeurs de $E_{\text{max}}^{(\text{Si})}$ sont reportées dans le tableau A.1 pour tous les isotopes des particules que l'on s'attend à détecter avec INDRA. Ce critère de cohérence (inégalité A.2) n'est appliqué qu'aux $\Delta^{\text{VD-det}}E < 0$. L'effet de celui-ci est montré sur la figure A.2 avec les diagrammes V_{per}-V_{par} des protons (haut) et alpha (bas) rassemblant toutes les couronnes, avant (gauche) et après (droite) l'application du critère de cohérence.

En premier lieu, nous distinguons des structures qui correspondent aux 17 couronnes d'INDRA et aussi l'axe du faisceau et le porte cible. L'effet le plus visible de l'application du critère de cohérence concerne la couronne 1 avec la disparition de la traîne à grande vitesse parallèle.

A.2 Cohérence des fragments $Z \geq 5$.

On s'intéresse à présent aux fragments. En bas à gauche de la figure A.3, le diagramme "Z-V_Z" (charge Z en fonction de la composante parallèle de la vitesse $\beta_{//}$) permet une première vérification de possibles incohérences. Nous distinguons la principale composante qui correspond

²Le tableau A.2, récapitule, par couronne, pour les isotopes de l'hydrogène et de l'hélium, les énergies maximales que peuvent déposer ces particules dans les CsI.

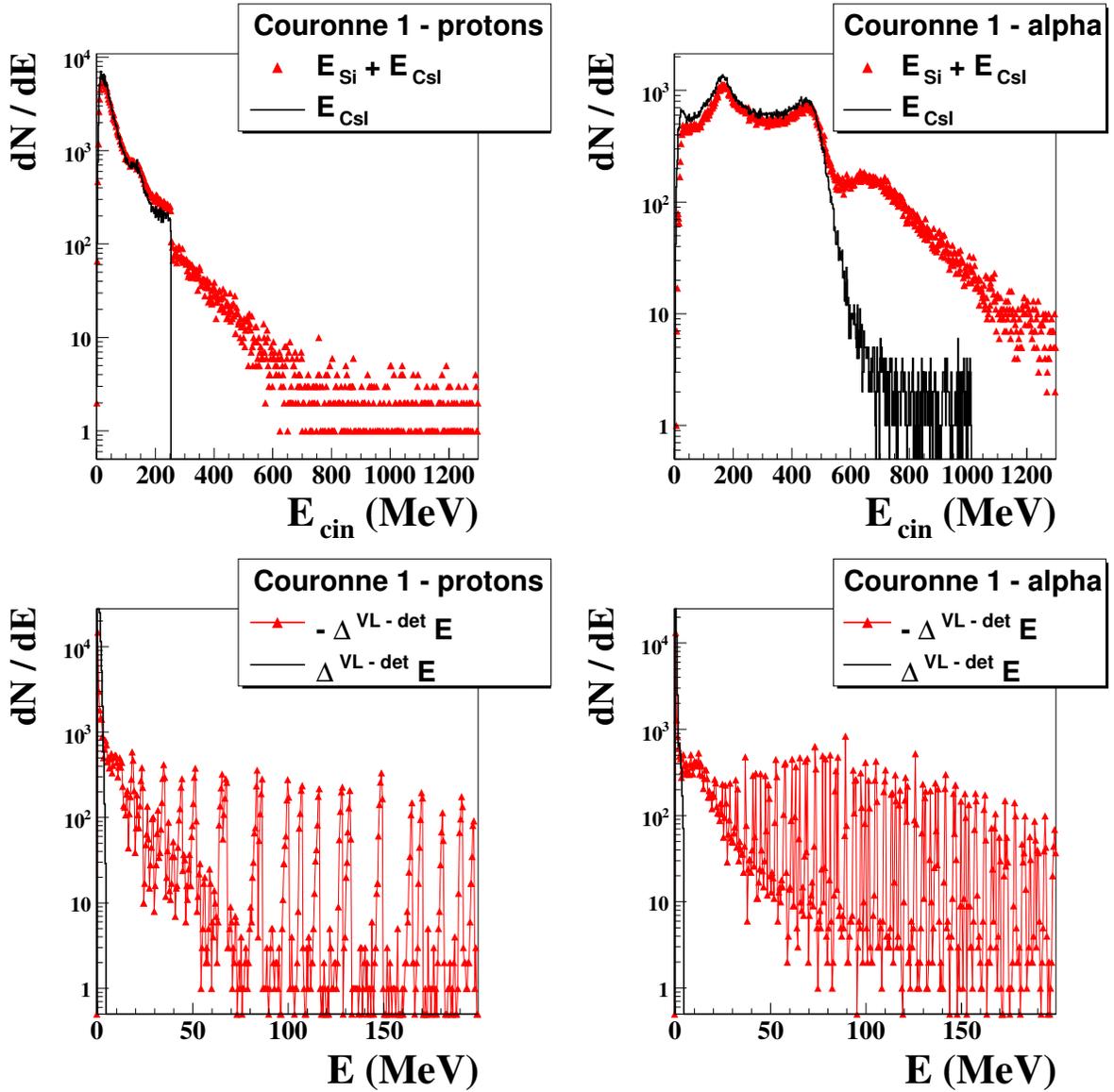


FIG. A.1 – Données Au+Au@80 MeV/A. En haut, spectres en énergie des protons (gauche) et alpha (droite) de la couronne 1; les courbes noires correspondent à l'énergie mesurée dans les CsI, les marqueurs rouges à la somme des énergies déposées dans les Si et CsI. En bas, toujours pour les protons et les alpha de la couronne 1, distributions de la variable $\Delta^{VD-det} E$ (définition A.1) quand celle-ci est positive (courbe noire) et négative (marqueurs rouges).

au cône de désexcitation du quasi-projectile, qui débute à $Z=79$ avec une vitesse proche de celle du projectile puis qui s'élargit en vitesse à mesure que l'on diminue en charge. La non observation du même comportement pour la désexcitation de la quasi-cible (autour de $\beta_{||} = 0$) illustre les effets de seuil à l'arrière pour les gros fragments de basse énergie. Des structures sont observées pour des

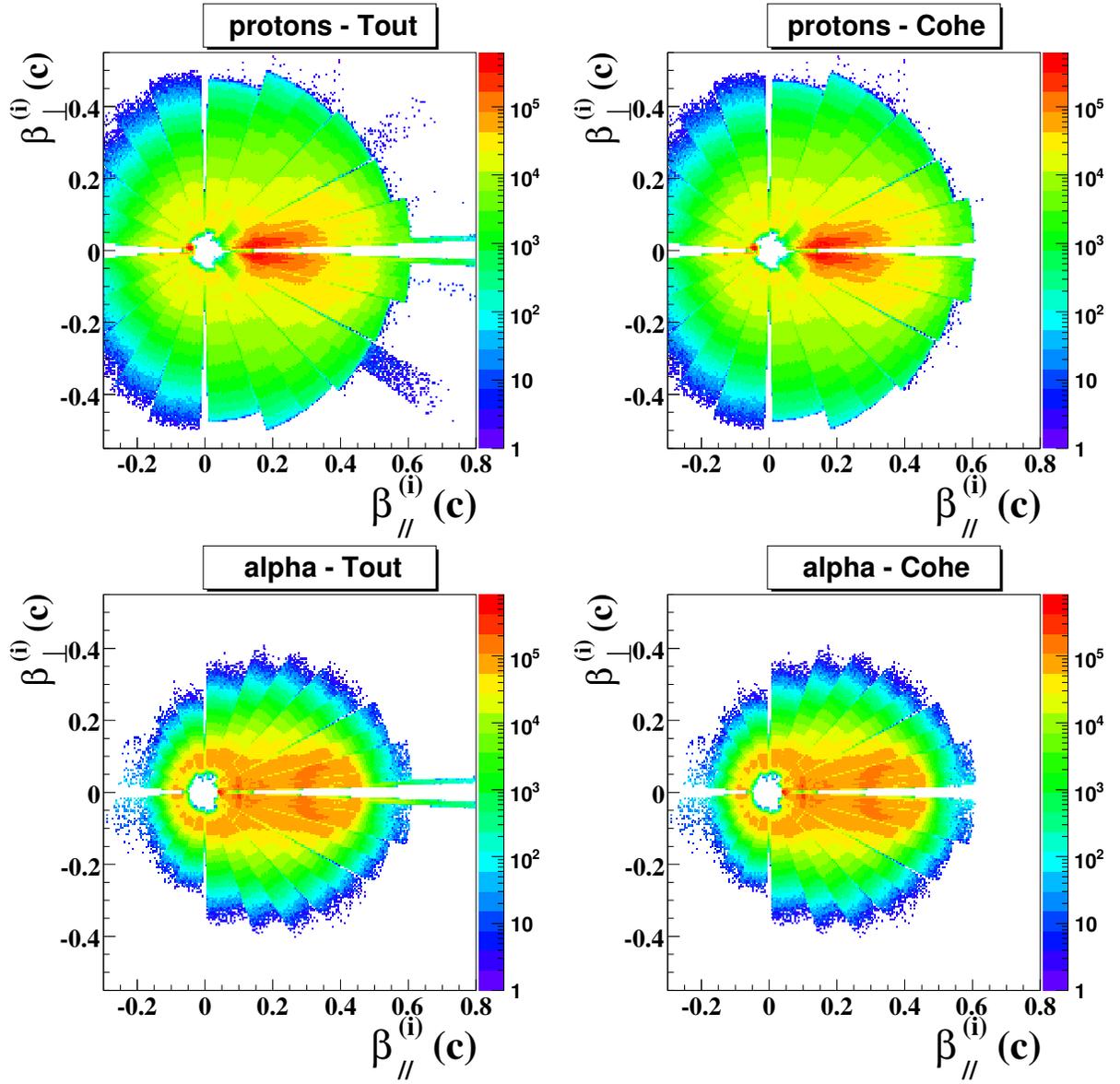


FIG. A.2 – Données Au+Au@80 MeV/A. Diagrammes V_{per} - V_{par} des protons (haut) et alpha (bas) avant (gauche) et après (droite) l'application du critère de cohérence. Pour les particules celui-ci correspond à $|\Delta^{VD-det}E| \leq E_{Bragg}^{Si}$.

grandes vitesses parallèles ($>0,4 c$) et aussi, mais en moindre importance, entre 0,15 et 0,20 c . En reprenant la variable $\Delta^{VD-det}E$ et en étudiant sa corrélation avec la charge des fragments (haut de la figure A.3), nous avons la confirmation d'incohérences dans l'évaluation de l'énergie déposée dans le couple Si+CsI pour certains fragments. Les deux corrélations présentées correspondent à la couronne 1 avec ($\Delta^{VD-det}E < 0$) et à la couronne 2 ($\Delta^{VD-det}E > 0$). Ainsi contrairement aux cas des particules, pour des fragments l'énergie donnée par *Veda LOSS* ($E_{Si}^{inc}|_{VedaLoss}$) surestime

Particules	$E_{\max}^{(Si)}$ (MeV)
$^1\text{H}/^2\text{H}/^3\text{H}$	6,1/8,0/9,4
$^3\text{He}/^4\text{He}/^6\text{He}$	21,6/24,3/28,7
$^6\text{Li}/^7\text{Li}/^8\text{Li}$	45,8/48,8/51,5
$^7\text{Be}/^8\text{Be}/^9\text{Be}/^{10}\text{Be}$	67,9/71,7/75,2/78,4

TAB. A.1 – Valeurs des énergies maximales ($E_{\max}^{(Si)}$), exprimées en MeV, déposées par les isotopes d’hydrogène, d’hélium, du lithium et du béryllium dans un siliciums 300μ obtenues par le programme *Veda LOSS*.

celle mesurée.

$$Z \geq 5 \text{ et } \Delta^{\text{VD-det}} E/A \in [-1, 5; 1] \quad (\text{A.3})$$

Pour les fragments ($Z \geq 5$) s’arrêtant dans les CsI, la principale méthode d’identification se fait avec les cartes $\Delta E_{\text{Si}} - E_{\text{CsI}}$ (code d’identification 3), elle est donc conditionnée par l’énergie des deux étages. Ainsi si nous avons une détection en coïncidence de deux particules avec l’une s’arrêtant dans le premier et l’autre dans le deuxième, ceci peut aussi amener une mauvaise estimation de la charge contrairement au cas où la deuxième particule a été identifiée par la méthode $\text{CsI}_R - \text{CsI}_L$ (code d’identification 2). La contribution en énergie de la particule s’arrêtant dans le silicium, devrait faire ”sauter” quelques lignes de Z à la deuxième particule, entraînant une sur-estimation de la charge déduite de l’identification. Ceci pourrait ensuite expliquer la sur-estimation du programme *Veda LOSS* puisque le Z n’est pas le bon.

Pour les fragments nous avons choisi comme critère de cohérence la définition A.3. La variable $\Delta^{\text{VD-det}}$, exprimée cette fois-ci en MeV/A, doit être comprise dans l’intervalle $[-1, 5; 1]$. L’application de cette condition, a montré que contrairement aux particules, les ”fragments incohérents” étaient localisés sur des modules spécifiques : pour la couronne 1, ce sont les modules 6,10 et 11 et pour la couronne 2, le module 9. Pour les autres couronnes, les fragments rejetés sont répartis uniformément. L’étude de la cohérence permet donc de mettre en évidence d’éventuels dysfonctionnement de détecteurs lors de l’expérience ou des calibrations moins bonnes. En bas à droite de la figure A.3, le diagramme Z - Vz , après critère de cohérence, montre l’efficacité de la méthode. Les deux structures restantes, dans le domaine 0,15 et 0,20 c, correspondent en fait à des fragments s’étant arrêtés dans le silicium et donc identifiés par la méthode $\Delta E_{\text{ChIo}} - E_{\text{Si}}$ (code d’identification 4). Il est donc normal que notre critère sur $\Delta^{\text{VD-det}}$ n’ait aucune influence. Cependant le critère en complétude adopté pour l’analyse des données dans le chapitre 1, fait disparaître ces structures (voir figure 1.12).

De manière générale, cette méthode constitue une première étape. Il est nécessaire de traiter de la même façon la cohérence entre les chambres d’ionisation (ChIo) et les Si pour les couronnes 1 à 9 et entre les ChIo et les CsI pour les couronnes 10 à 17. Toutes les figures et résultats relatifs aux données Au+Au à 80 MeV/A, dans ce manuscrit, incorporent cette vérification de la cohérence ($\Delta E_{\text{Si}} - E_{\text{CsI}}$).

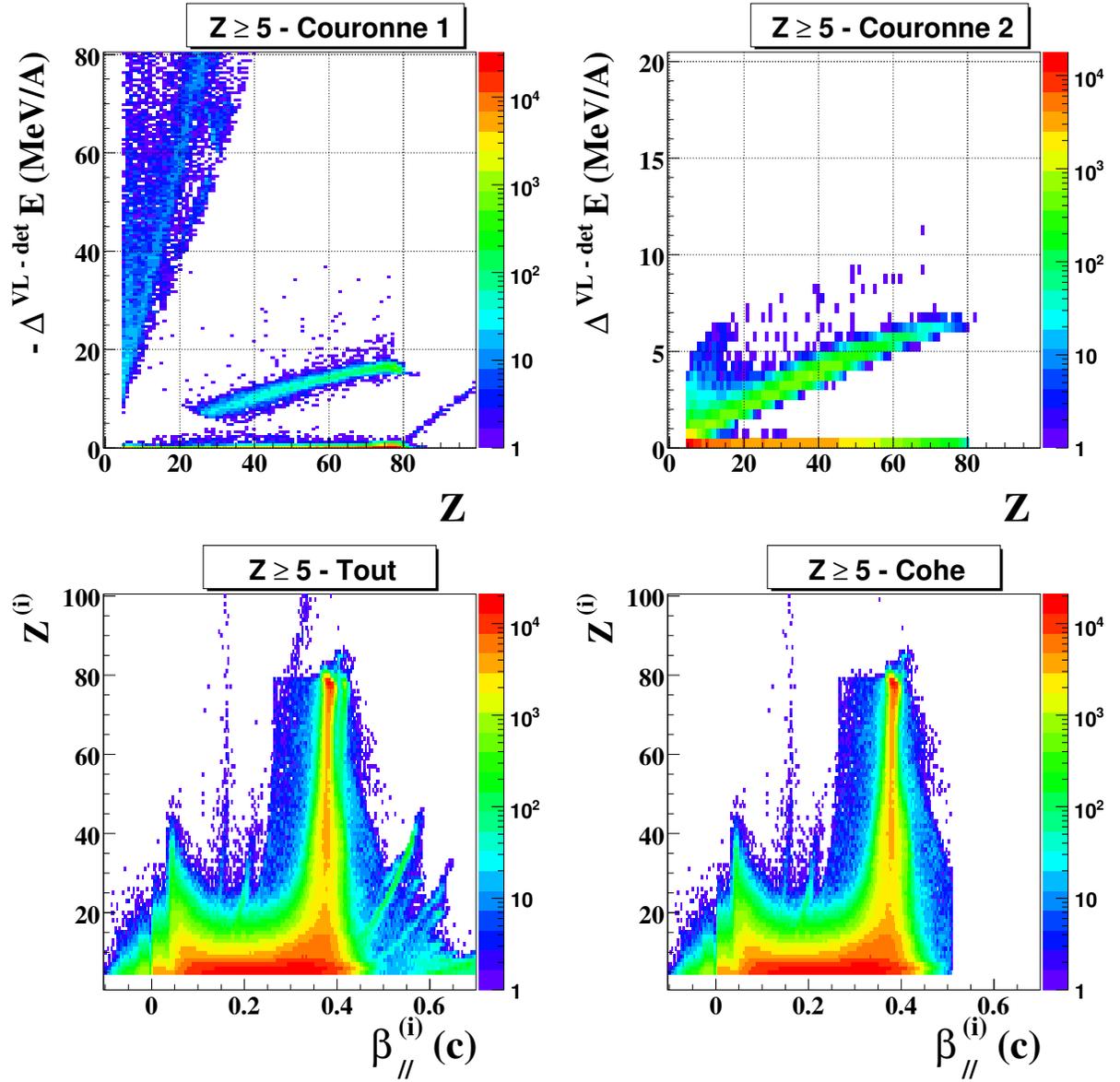


FIG. A.3 – Données Au+Au@80 MeV/A. En haut : corrélation entre la variable $\Delta^{\text{VD-det}} E$ (définition A.1) et la charge des fragments (Z); à gauche : valeurs négatives de $\Delta^{\text{VD-det}} E$ pour la couronne 1, à droite, valeurs positives de $\Delta^{\text{VD-det}} E$ pour la couronne 2. En bas : Diagramme Z - V_z (corrélation entre la charge des fragments (Z) et la composante parallèle de la vitesse ($\beta_{||}$) dans le repère du laboratoire, avant (gauche) et après (droite) l'application du critère de cohérence. Pour les fragments celui-ci correspond à $\Delta^{\text{VD-det}} E/A \in [-1, 5; 1]$.

Couronnes	^1H (MeV)	^2H (MeV)	^3H (MeV)	^3He (MeV)	^4He (MeV)	^6He (MeV)
1-5	237	313	370	846	948	1123
6-7	192	255	300	683	766	910
8-9	183	244	288	654	733	870
10-11	166	221	262	591	664	787
12	126	169	199	448	504	601
13	144	192	228	512	577	685
14-17	129	173	205	460	517	615

TAB. A.2 – Valeur maximales des énergies, exprimées en MeV, que peuvent déposer les isotopes d'hydrogène et d'hélium dans les cristaux d'iodures de césium (CsI) données par le programme Veda LOSS. Les couronnes sont regroupées par épaisseur de ces cristaux (voir tableau 1.1).

Annexe B

Traitement de la fission.

Dans l'analyse concernant l'étude des quasi-projectiles d'or, nous avons sélectionné les événements de fission suivant la valeur du produit des deux plus gros fragments (Z_1 et Z_2). Le critère sur $Z_1 \times Z_2$ est déterminé empiriquement. Il se base sur l'hypothèse que le phénomène de fission, pour un noyau d'or, privilégie essentiellement les partitions symétriques (deux fragments de taille équivalente). Sur la figure B.1, nous pouvons voir la corrélation entre la charge du plus gros fragment et le produit $Z_1 \times Z_2$ pour les événements compacts de multiplicité de fragments (M_{frag}) égale à 2. Cette distribution montre clairement deux composantes centrées autour de $Z_1 \times Z_2 \sim 300$ (évaporation) et $Z_1 \times Z_2 \sim 1500$ (fission). À cette deuxième composante correspond une taille moyenne du plus gros fragment entre 40 et 45. La droite correspondant à la limite $Z_1 \times Z_2 = 900$ se situe dans la zone où la distribution est minimum. Sur la partie droite de la figure sont tracées les distributions en taille des deux fragments (traits pleins) et les distributions correspondant à la sélection $Z_1 \times Z_2 < 900$ (marqueurs). Nous voyons clairement que la surproduction de $Z_1 \sim 40 - 45$ est supprimée. Nous obtenons une distribution piquée vers 79 avec ensuite une large queue à décroissance continue sur l'intervalle $[20;70]$. Cette sélection permet de ne pas créer de structure dans la distribution de Z_1 . Il en est de même pour la distribution du Z_2 avec la perte de l'épaule dans la zone autour de 35. Les spectres du bas de la même figure correspondent aux distributions en énergie d'excitation (E^*) de tous les événements compacts (trait noir) et de différents sous ensembles : les événements avec un fragment, deux fragments et trois ou plus de trois fragments et les événements correspondant à $Z_1 \times Z_2 \geq 900$.¹ La distribution des événements de fission symétrique est centrée autour de 2 MeV/A, celles des $M_{\text{frag}} = 2$ (évaporation de petits fragments + fission asymétrique), autour de 3 MeV/A et celle des $M_{\text{frag}} \geq 3$ (multifragmentation), autour de 4,5 MeV/A. La distribution des $M_{\text{frag}} = 1$ (avec un profil exponentiel) couvre toute la gamme en énergie d'excitation. La caractérisation des mécanismes de désexcitation de la source avec la multiplicité de fragments est influencée par la désexcitation secondaire des fragments chauds, les défauts de détection et la définition des fragments (ici $Z \geq 5$). Elle peut être considérée comme une indication de la localisation de ces mécanismes mais n'est pas suffisante pour une évaluation de la section efficace de ces différents

¹Le critère pour discriminer la fission est appliqué à toutes les multiplicités de fragments. Nous avons ainsi des événements $M_{\text{frag}} = 3$ qui remplissent ce critère. Nous les rejetons aussi (environ 2% des événements de fission).

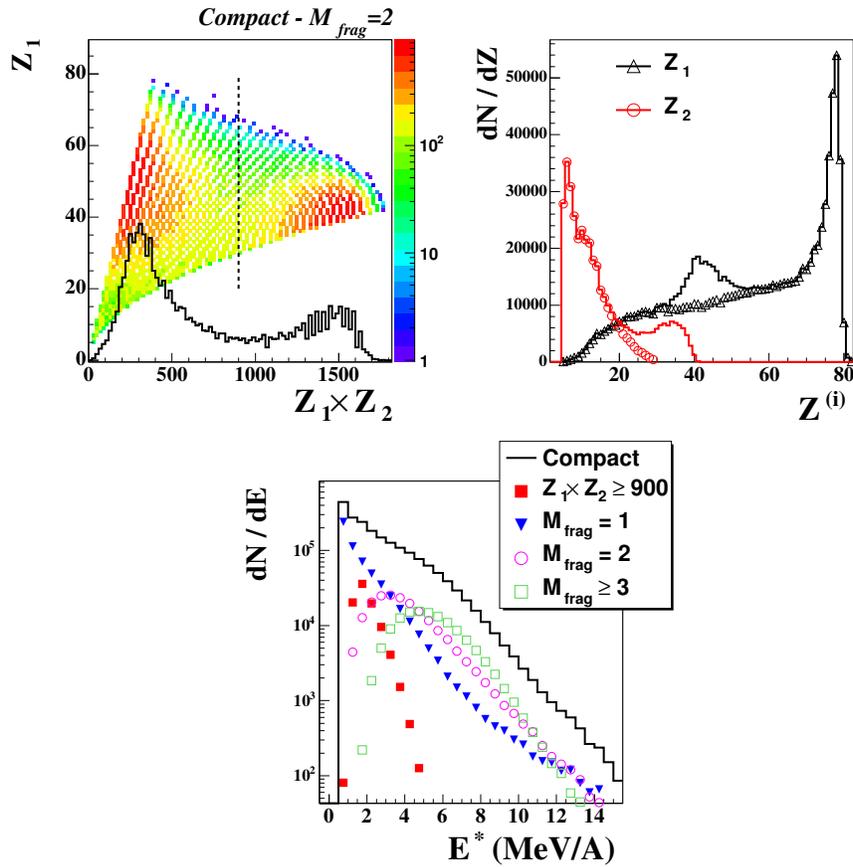


FIG. B.1 – En haut : événements compacts avec $M_{frag}=2$; à gauche : corrélation entre la taille du plus gros fragment Z_1 et le produit de la charge des deux fragments ($Z_1 \times Z_2$). À cette corrélation est superposée sa projection sur l'axe $Z_1 \times Z_2$ avec une normalisation arbitraire permettant la superposition. À droite : effet sur les distributions de Z_1 et Z_2 (traits pleins) du critère $Z_1 \times Z_2 < 900$ (marqueurs). En bas : distribution de tous les événements compacts (trait noir) avec une décomposition en différents sous-ensembles : carrés pleins, événements remplissant le critère $Z_1 \times Z_2 \geq 900$ et pour les autres : $M_{frag} = 1$ (triangles inversés), $M_{frag} = 2$ (cercles ouverts) et $M_{frag} \geq 3$ (carrés ouverts).

mécanismes.

Annexe C

Influence des différents paramètres sur la calorimétrie.

La non détection des neutrons et la non résolution isotopique des fragments de charge (Z) supérieure à 5, nous obligent à introduire des hypothèses pour la reconstruction cinématique des événements et l'algorithme de calorimétrie.

C.1 Formules de masse.

$$\text{Charity} : A = Z (2,045 + 3,57 \cdot 10^{-3}Z) \quad (\text{C.1})$$

$$\text{EAL} : A = Z (2,072 + 2,32 \cdot 10^{-3}Z) \quad (\text{C.2})$$

$$\text{Veda} : A = Z (1,867 + 1,6 \cdot 10^{-2}Z - 1,07 \cdot 10^{-4}Z^2) \quad (\text{C.3})$$

Pour estimer les masses (A) des fragments, nous avons à notre disposition différentes formules de masse. Ces formules nous donnent un A moyen pour chaque Z . Elles sont soit des polynômes d'ordre 2 (Charity, Evaporation Attractor Line - EAL) ou d'ordre 3 (Veda) ou des paramétrisations plus complexes (EpaX [82]). Ces formules de masse, exceptée Veda, ont été déterminées empiriquement à partir des mesures expérimentales de sections efficaces de production de fragments; la formule Veda est simplement une représentation de la vallée de stabilité. Les formules EAL et Charity [23] caractérisent la zone atteinte par les fragments après désexcitation¹. La formule EpaX a été déterminée à partir de réactions de fragmentation de noyaux (induite par

¹Cette zone, appelée aussi "corridor des résidus", est caractérisée par une équivalence des largeurs de désexcitation neutron et proton. Elle est peuplée par la désexcitation de noyaux aussi bien riches que pauvres en neutrons du moment que l'énergie d'excitation permet un nombre d'évaporations suffisant. Cette description est adaptée à la multifragmentation de sources de quasi-fusion qui produit des fragments de charges intermédiaires ($Z < 50$ pour les Xe+Sn et Gd+U) avec une énergie d'excitation relativement importante. La formule Charity, apporte une modification, pour les $Z > 50$, en prenant en compte la désexcitation de noyaux faiblement excités, appartenant initialement à la vallée de stabilité. Ceci décrit très bien les quasi-projectiles d'or issus des collisions les plus périphériques.

hadrons) réalisées à des énergies plus hautes (0,5-1 GeV/A) que les réactions que nous étudions dans ce travail. Dans [82], les auteurs insistent d'ailleurs sur le fait que la paramétrisation qui y est proposée n'est pas forcément adaptée pour les énergies utilisées au GANIL. La taille du système initial fait partie de ces paramètres.

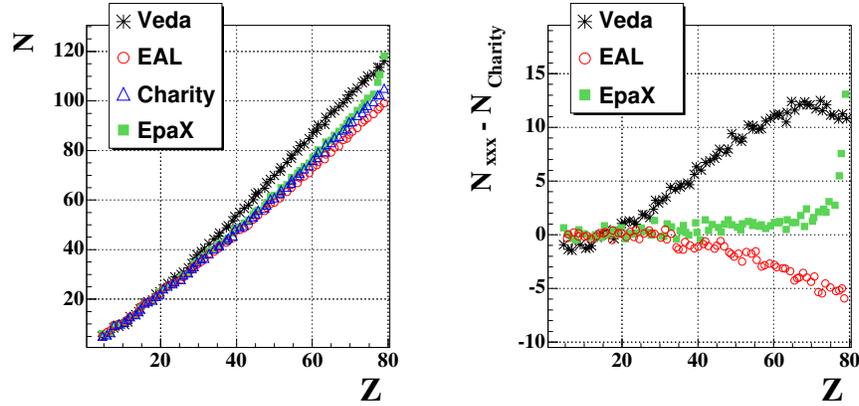


FIG. C.1 – À gauche : évolution du nombre de neutrons (N) en fonction de la charge du fragment (Z), déduite des différentes formules de masse (EAL, Veda, Charity et EpaX). À droite : différence du nombre de neutrons pour un fragment de charge Z , entre celui obtenu avec la formule de masse Veda, EAL ou EpaX (N_{xxx}) et celui obtenu avec la formule Charity ($N_{Charity}$). La formule de masse EpaX est ici paramétrisée pour un noyau d'or.

Sur la figure C.1, sont portées les évolutions du nombre de neutrons ($N=A-Z$) en fonction du Z des fragments pour ces 4 formules de masse ainsi que la différence du nombre de neutrons entre les formules Veda, EAL et EpaX par rapport à Charity. Jusqu'à $Z \sim 20$, ces quatre formules sont équivalentes. Au-dessus, Veda donne des fragments plus riches en neutrons ($\Delta N=12$ par rapport à Charity, pour $Z=70$). À partir de $Z \sim 40$, EAL décroche par rapport à Charity et EpaX et donne des fragments un peu moins riches en neutrons ($\Delta N=-5$ par rapport à Charity, pour $Z=79$). EpaX et Charity sont similaires jusqu'à $Z=75$, au-dessus la formule EpaX augmente brusquement pour atteindre le noyau d'or ($Z=79$, $A=197$). Ce comportement est dû à la paramétrisation déterminée pour ce noyau et qui se trouve par défaut sur les bandes de la quatrième campagne pour les runs Au+Au. Ceci implique que les fragments proches du projectile $Z=79$, détectés lors de l'expérience, n'ont perdu quasiment aucun neutron. Cette hypothèse est en contradiction avec le principe d'évaporation d'un noyau qui émet plusieurs neutrons avant d'émettre des particules chargées. De plus la configuration géométrique du détecteur (trou à l'avant), favorise la détection des quasi-projectiles qui ont subi une déflexion de leur trajectoire par évaporation de neutrons par exemple. Dans le cas de l'étude des quasi-projectiles d'or (QP Au), ces très gros résidus correspondent à des énergies d'excitation assez basses et sont à la limite de validité de la calorimétrie ($\sim 1,25$ MeV/A).

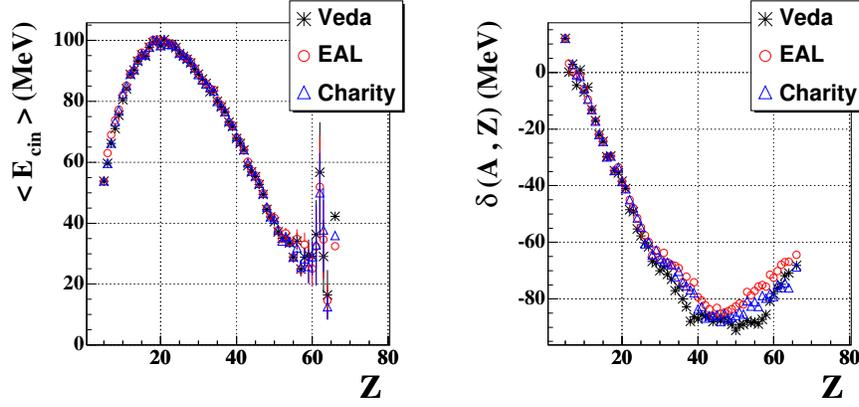


FIG. C.2 – Système $Xe+Sn$ à $25 \text{ MeV}/A$: à gauche : énergie cinétique moyenne, dans le centre de masse théorique de la réaction, des fragments en fonction de leur charge pour les formules de masse : Veda, EAL et Charity; à droite : défaut de masse des fragments en fonction de leur charge pour les formules de masse : Veda, EAL et Charity.

Dans ce travail nous avons utilisé la formule Charity pour le système $Au+Au$ et la formule EAL pour les systèmes $Xe+Sn$ et $Gd+U$. Nous présentons ici une étude de l'influence du choix des formules de masse sur les résultats de la calorimétrie. Du fait du comportement discutable de EpaX pour les Z proches du système initial, nous ne l'incluons pas dans ces comparaisons². Dans les collisions périphériques, la calorimétrie nécessite tout d'abord la détermination du centre de masse de la source événement par événement. Cette reconstruction cinématique est déjà soumise à des hypothèses (choix du Z minimum pour les fragments participant à la reconstruction, choix angulaire des particules) et est tributaire des partitions de fragments et donc des masses affiliées à ceux-ci. Dans [32], une analyse approfondie des hypothèses de reconstruction cinématique nous montre que les effets des formules de masses sur la calorimétrie peuvent être cachés par les effets dus à la reconstruction. Une meilleure sensibilité est atteinte avec une configuration dynamique qui permet de découpler détermination du CM et algorithme de calorimétrie. Pour cette raison nous choisissons donc les collisions centrales $Xe+Sn$ (centre de masse théorique de la réaction) pour réaliser les différentes comparaisons exposées dans la suite.

Sur la figure C.2, nous avons porté, pour les différentes formules de masse, l'énergie cinétique moyenne (à gauche) et le défaut de masse³ (à droite) des fragments en fonction de leur charge

²Dans le domaine en énergie d'excitation, où l'on a fait par exemple la comparaison entre collisions centrales et périphériques (chapitre 4), il est clair que EpaX peut-être assimilée à Charity.

³Les excès de masse rentrant en jeu dans la calorimétrie sont tabulés dans [83]. Pour les noyaux un peu plus exotiques, mais avec des masses comparables une extrapolation basée sur la prise en compte des noyaux voisins connus est utilisée [84]. Pour les noyaux beaucoup plus massifs (essentiellement issus de la reconstruction des sources uniques $Gd+U$), nous utilisons le modèle de la goutte liquide.

E_{inc} (MeV/A)	25	32	39	45	50
E^* (MeV/A)					
Veda	$4,45 \pm 0,79$	$6,15 \pm 0,96$	$7,87 \pm 1,07$	$9,28 \pm 1,20$	$10,39 \pm 1,28$
EAL	$4,84 \pm 0,70$	$6,25 \pm 0,86$	$7,78 \pm 1,01$	$9,10 \pm 1,16$	$10,18 \pm 1,26$
Charity	$4,81 \pm 0,71$	$6,29 \pm 0,88$	$7,87 \pm 1,02$	$9,20 \pm 1,17$	$10,29 \pm 1,26$
M_{neutron}					
Veda	$23,58 \pm 6,01$	$27,47 \pm 6,12$	$29,74 \pm 6,15$	$30,38 \pm 6,25$	$31,01 \pm 6,49$
EAL	$27,87 \pm 4,90$	$28,06 \pm 5,28$	$28,27 \pm 5,76$	$28,17 \pm 6,02$	$28,51 \pm 6,38$
Charity	$27,74 \pm 5,01$	$28,71 \pm 5,39$	$29,43 \pm 5,80$	$29,50 \pm 6,10$	$29,91 \pm 6,39$

TAB. C.1 – Résultats de la calorimétrie des sources Xe+Sn de 25 à 50 MeV/A pour trois formules de masse différentes (Veda, EAL et Charity) ; évolution des valeurs moyennes et écart-types des distributions d'énergie d'excitation (E^*) et de multiplicité de neutrons M_{neutron} .

pour le système Xe+Sn à 25 MeV/A. Le profil de l'énergie cinétique est indépendant de la formule de masse, montrant que la sélection en angle de flot et la translation laboratoire-CM, qui font intervenir les masses des fragments ne sont pas dépendantes du choix des masses [65].

$$E^{(\text{nouv})} = E^{(\text{anc})} + (\Delta E_{\text{mylar}} + E_{\text{CsI}}) \left(\frac{A^{(\text{nouv})}}{A^{(\text{anc})}} - 1 \right) \quad (\text{C.4})$$

À noter que la calibration en énergie des détecteurs CsI fait intervenir une formule de masse : Veda et EpaX, respectivement pour la première et la quatrième campagne. Le changement de masse implique donc une modification de l'énergie E_{CsI} et aussi de la perte d'énergie dans les Mylars encadrant les chambres d'ionisation (chapitre 1). Cette modification est donnée dans la formule C.4, qui exprime la nouvelle énergie ($E^{(\text{nouv})}$), associée à la nouvelle masse ($A^{(\text{nouv})}$), en fonction du rapport des masses et de la somme des énergies déposées dans les CsI et les Mylars. Les défauts de masse $\delta(A, Z)$ se superposent jusqu'à $Z \sim 30$, ensuite de petites différences apparaissent, avec surtout des défauts plus faibles pour les masses Veda.

Cette première comparaison des ingrédients de la calorimétrie montre que le choix des masses ne semble pas apporter des modifications importantes. Cette observation est confirmée si nous nous intéressons aux valeurs moyennes et écart-types des distributions en énergie d'excitation (E^*), reportées dans le tableau C.1, pour les cinq énergies incidentes de Xe+Sn. Par énergie incidente, la différence entre valeurs moyennes est de 0,4 MeV/A pour Xe+Sn à 25 MeV/A et inférieure à 0,2 MeV/A de 32 à 50 MeV/A. De manière générale, nous nous attendons à observer plus de différence à 25 MeV/A où les fragments sont plus gros (écart entre les formules de masse plus important). L'écart entre les valeurs moyennes de Xe+Sn à 25 et 50 MeV/A est de 5,5 MeV/A pour Charity et EAL et de 6 MeV/A pour Veda. La formule de masse qui donne la valeur moyenne la plus haute est EAL à 25 et 32 MeV/A puis Veda de 39 à 50 MeV/A. Charity donne la valeur intermédiaire pour les cinq énergies.

Le fait de demander aux sources reconstruites d'avoir le même rapport A/Z que le système initial (équation 2.6) lie directement la masse des fragments et le nombre estimé de neutrons

évaporés (M_{neutron}) : plus la formule de masse donnera des fragments riches en neutrons et plus M_{neutron} sera petit. Dans la deuxième partie du tableau C.1, l'évolution des valeurs moyennes et écart-types M_{neutron} montre le même comportement que l'énergie d'excitation. De plus grandes variations pour Veda (polynôme d'ordre 3) sur les cinq énergies incidentes et une similarité entre EAL et Charity (polynôme d'ordre 2).

E_{inc} (MeV/A)	25	32	39	45	50
Masse	$E_{\text{cin}}^{\text{source}} / -\Delta Q$ (%)				
Veda	82/18	77/23	75/25	75/25	75/25
EAL	79/21	76/24	75/25	76/24	76/24
Charity	79/21	76/24	75/25	75/25	76/24
Masse	$E_{\text{cin}}^{\text{fragment}} / E_{\text{cin}}^{\text{particule}} / E_{\text{cin}}^{\text{neutron}}$ (%)				
Veda	39/40/21	34/42/23	30/47/23	27/50/23	24/54/22
EAL	38/38/24	35/42/24	31/47/22	28/51/21	25/55/20
Charity	38/38/24	34/42/24	30/47/23	27/50/22	25/54/21

TAB. C.2 – Résultats de la calorimétrie des sources Xe+Sn de 25 à 50 MeV/A pour trois formules de masse différentes (Veda, EAL et Charity) ; première partie : évolution de la répartition (en pourcentage) de l'énergie d'excitation, entre énergie cinétique ($E_{\text{cin}}^{\text{source}}$) et énergie de masse ($-\Delta Q$) ; deuxième partie : évolution de la répartition (en pourcentage) de l'énergie cinétique, entre fragments ($E_{\text{cin}}^{\text{fragment}}$), particules ($E_{\text{cin}}^{\text{particule}}$) et neutrons ($E_{\text{cin}}^{\text{neutron}}$).

De ces comparaisons, il ressort que l'impact du choix de la formule de masse sur les valeurs moyennes de E^* et M_{neutron} , issus de la calorimétrie, est minime. On s'intéresse à présent à la répartition de l'énergie d'excitation entre la composante cinétique ($E_{\text{cin}}^{\text{source}}$) et la composante de masse ($-\Delta Q$) (tableau C.2). L'évolution de cette répartition en fonction de l'énergie incidente est identique pour les trois formules de masses : une diminution (modérée) de la partie cinétique jusqu'à 39 MeV/A puis une saturation (1/4-3/4). Entre 39 et 50 MeV/A, il y a la même répartition pour Veda, EAL et Charity. Veda se distingue un peu plus à 25 MeV/A. La répartition de l'énergie cinétique entre fragments ($E_{\text{cin}}^{\text{fragment}}$), particules ($E_{\text{cin}}^{\text{particule}}$) et neutrons ($E_{\text{cin}}^{\text{neutron}}$) est reportée dans la deuxième partie de ce même tableau. Le choix de la formule de masse ne conditionne pas cette répartition. À 25 MeV/A, la répartition entre fragments et particules est équivalente et les neutrons contribuent deux fois moins. Aux autres énergies incidentes $E_{\text{cin}}^{\text{neutron}}$ reste constant, le changement majeur concerne le transfert d'énergie des fragments vers les particules avec à 50 MeV/A, 55% de l'énergie cinétique emportée par les particules.

E_{inc} (MeV/A)	25	32	39	45	50
f_n/K	E^* (MeV/A)				
1,0/8	$4,73 \pm 0,68$	$6,12 \pm 0,84$	$7,63 \pm 0,99$	$8,94 \pm 1,14$	$10,00 \pm 1,24$
1,0/10	$4,84 \pm 0,70$	$6,25 \pm 0,86$	$7,78 \pm 1,01$	$9,10 \pm 1,16$	$10,18 \pm 1,26$
1,0/14	$5,03 \pm 0,72$	$6,48 \pm 0,89$	$8,05 \pm 1,05$	$9,40 \pm 1,20$	$10,49 \pm 1,30$
1,5/8	$5,20 \pm 0,75$	$6,69 \pm 0,92$	$8,29 \pm 1,08$	$9,66 \pm 1,23$	$10,77 \pm 1,34$
1,5/10	$5,38 \pm 0,77$	$6,90 \pm 0,95$	$8,53 \pm 1,12$	$9,92 \pm 1,27$	$11,06 \pm 1,38$
1,5/14	$5,70 \pm 0,82$	$7,28 \pm 1,01$	$8,97 \pm 1,18$	$10,41 \pm 1,35$	$11,58 \pm 1,46$
f_n/K	$E_{\text{cin}}^{\text{source}} / -\Delta Q$ (%)				
1,0/8	79/21	76/24	75/25	75/25	75/25
1,0/10	79/21	76/24	75/25	76/24	76/24
1,0/14	80/20	77/23	76/24	76/24	77/23
1,5/8	81/19	78/22	77/23	77/23	77/23
1,5/10	81/19	79/21	78/22	78/22	78/22
1,5/14	82/18	80/20	79/21	79/21	79/21
f_n/K	$E_{\text{cin}}^{\text{fragment}} / E_{\text{cin}}^{\text{particule}} / E_{\text{cin}}^{\text{neutron}}$ (%)				
1,0/8	39/39/22	36/43/21	31/48/20	29/52/19	26/56/18
1,0/10	38/38/24	35/42/24	31/47/22	28/51/21	25/55/20
1,0/14	36/36/28	33/40/27	29/45/26	27/49/24	24/52/23
1,5/8	34/35/31	32/38/30	28/43/28	26/47/27	23/51/26
1,5/10	33/33/34	31/37/33	27/42/31	25/45/29	23/49/28
1,5/14	31/31/38	29/34/37	26/39/35	24/43/34	21/46/32

TAB. C.3 – Résultats de la calorimétrie des sources Xe+Sn de 25 à 50 MeV/A pour 6 jeux différents des paramètres (f_n/K); première partie : évolution des valeurs moyennes et écart-types des distributions d'énergie d'excitation (E^*); deuxième partie : évolution de la répartition (en pourcentage) de l'énergie d'excitation, entre énergie cinétique ($E_{\text{cin}}^{\text{source}}$) et énergie de masse ($-\Delta Q$); troisième partie : évolution de la répartition (en pourcentage) de l'énergie cinétique, entre fragments ($E_{\text{cin}}^{\text{fragment}}$), particules ($E_{\text{cin}}^{\text{particule}}$) et neutrons ($E_{\text{cin}}^{\text{neutron}}$).

C.2 Paramètre de densité de niveaux et énergie cinétique des neutrons.

Les équations 2.7 et 2.8 font intervenir deux autres paramètres : le paramètre de densité de niveau (a), et l'énergie cinétique moyenne des neutrons ($\langle E_{\text{cin}}^{\text{neutron}} \rangle$). Dans tout ce manuscrit et pour les trois systèmes étudiés nous avons pris la définition $a = A_{\text{source}}/K$ et $\langle E_{\text{cin}}^{\text{neutron}} \rangle = f_n T$ où T est la température de la source reconstruite et K et f_n des constantes multiplicatives, égales respectivement à 10 et 1. Dans la littérature, ces constantes peuvent prendre d'autres valeurs, nous étudions donc dans la suite l'effet, sur la calorimétrie, d'un changement de ces constantes avec différents couples (f_n/K) (tableau C.3). Pour f_n , une deuxième valeur égale à $\frac{3}{2}$ permet de

considérer le cas où tous les neutrons sont produits lors de la multifragmentation de la source (émission de volume). Pour K les valeurs supplémentaires 8 et 14 permettent de couvrir l'intervalle estimé des valeurs que peut prendre le paramètre de densité de niveau⁴. Dans la première partie du tableau C.3, on observe que les moyennes des distributions d'énergie d'excitation augmentent quand K ou f_n augmente. La différence entre les deux jeux extrêmes, (1,0/8) et (1,5/14), est de 1 MeV/A pour Xe+Sn@25 et 1,6 MeV/A pour Xe+Sn@50. La répartition entre énergie cinétique et énergie de masse ($E_{\text{cin}}^{\text{source}} / -\Delta Q$) de l'énergie d'excitation varie peu pour une même énergie incidente et passe d'une répartition plutôt (1/5-4/5) à 25 MeV/A, à une répartition plutôt (1/4-3/4) à 50 MeV/A. La répartition de l'énergie cinétique entre fragments, particules et neutrons est plus touchée par la variation des deux paramètres, avec une énergie emportée par les neutrons qui augmente quand K ou f_n augmentent.

Ce passage en revue de l'influence des paramètres de l'algorithme de calorimétrie, faite sur les sources des collisions centrales Xe+Sn de 25 à 50 MeV/A, montre que les valeurs des moyennes des distributions en énergie d'excitation sont peu sensibles au choix des masses mais peuvent être modifiées suivant les paramètres K ou f_n . Ceci indique, qu'en absolu, les véritables valeurs de l'énergie d'excitation peuvent être différentes de celles obtenues par calorimétrie, mais un point important est le faible impact de ces paramètres sur la position relative de ces moyennes d'une énergie incidente par rapport à l'autre. Un autre point important est que la comparaison entre collisions centrales et périphériques (chapitre 4) et les résultats qui en découlent se basent sur l'hypothèse que la densité de niveaux des deux types de sources formées est identique. Dans l'autre cas, ces résultats pourraient être modifiés.

⁴Une variation en fonction de la masse de la source et de l'énergie d'excitation est attendue, mais le peu d'informations expérimentales nous fait choisir plutôt un comportement qui en est indépendant. Un des buts de la sixième campagne d'INDRA est justement une meilleure connaissance de ce paramètre de densité de niveaux.

Annexe D

Démonstrations mathématiques.

D.1 Développement de Taylor de l'entropie microcanonique.

Pour une phase homogène, la relation entre la distribution de probabilité canonique ($P_\beta^{(\text{can})}(\mathbf{E})$) d'une variable \mathbf{E} et l'entropie microcanonique ($S(\mathbf{E})$) est donné par l'équation D.1. β est le paramètre de Lagrange associé à la variable \mathbf{E} et Z_β^{can} , fonction de partition canonique, est la constante de normalisation déduite.

$$P_\beta^{\text{can}}(\mathbf{E}) = \frac{1}{Z_\beta^{\text{can}}} e^{S(\mathbf{E}) - \beta \mathbf{E}} \quad \text{avec} \quad \int P_\beta^{\text{can}}(\mathbf{E}) d\mathbf{E} = 1 \quad (\text{D.1})$$

Pour déterminer l'expression de $P_\beta^{(\text{can})}(\mathbf{E})$, nous effectuons un développement de Taylor à l'ordre 2 de l'entropie microcanonique concave ($d_{\mathbf{E}}^2 S < 0$) autour du maximum \mathbf{E}_β de $P_\beta^{(\text{can})}(\mathbf{E})$ (équation D.2). En introduisant les définitions de la température (T) et de la chaleur massique (C) microcanoniques (équations D.3), nous obtenons, pour la distribution $P_\beta^{\text{p.s.}}(\mathbf{E})$ (p.s. pour point selle), l'expression D.4. La fraction devant l'exponentielle est indépendante de \mathbf{E} . À son maximum, la dérivée de $P_\beta^{\text{can}}(\mathbf{E})$ en \mathbf{E} est nulle, permettant de déduire la relation entre T et β (éq. D.5). Le premier terme de l'exponentielle s'annule donc, conduisant ainsi à l'expression d'une gaussienne pour $P_\beta^{\text{p.s.}}(\mathbf{E})$.

$$S(\mathbf{E}) \sim S(\mathbf{E}_\beta) + (\mathbf{E} - \mathbf{E}_\beta) d_{\mathbf{E}} S|_{\mathbf{E}_\beta} + \frac{1}{2} (\mathbf{E} - \mathbf{E}_\beta)^2 d_{\mathbf{E}}^2 S|_{\mathbf{E}_\beta} \quad (\text{D.2})$$

$$T^{-1}(\mathbf{E}) = d_{\mathbf{E}} S \quad \text{et} \quad C(\mathbf{E}) = d_T \mathbf{E} \quad (\text{D.3})$$

$$P_\beta^{\text{p.s.}}(\mathbf{E}) = \frac{e^{S(\mathbf{E}_\beta) - \mathbf{E}_\beta T^{-1}(\mathbf{E}_\beta)}}{Z_\beta^{\text{p.s.}}} \exp \left((T^{-1}(\mathbf{E}_\beta) - \beta) \mathbf{E} - \frac{1}{2 C(\mathbf{E}_\beta) T^2(\mathbf{E}_\beta)} (\mathbf{E} - \mathbf{E}_\beta)^2 \right) \quad (\text{D.4})$$

$$d_{\mathbf{E}} S|_{\mathbf{E}_\beta} - \beta = 0 \quad \Rightarrow \quad T^{-1}(\mathbf{E}_\beta) = \beta \quad (\text{D.5})$$

$$P_\beta^{\text{p.s.}}(\mathbf{E}) = \text{Norm} \times \exp \left(-\frac{1}{2 C(\mathbf{E}_\beta) T^2(\mathbf{E}_\beta)} (\mathbf{E} - \mathbf{E}_\beta)^2 \right) \quad (\text{D.6})$$

$$P_{\beta}^{\text{s.g.}}(E) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_E^2}} \exp\left(-\frac{1}{2\sigma_E^2} (E - E_{\beta})^2\right) \quad \text{avec} \quad \sigma_E^2 = CT^2 = -\left(d_E^2 S|_{E_{\beta}}\right)^{-1} \quad (\text{D.7})$$

En la comparant à l'expression d'une distribution gaussienne normalisée à 1 (éq. D.7), nous faisons le lien entre la dérivée seconde de l'entropie microcanonique et l'écart-type de cette distribution (σ_E).

D.2 Propagation des erreurs dans la procédure de renormalisation.

La renormalisation de la corrélation entre le plus gros fragment et l'énergie d'excitation (chapitre 3) nécessite de prendre en compte les erreurs statistiques de chaque couple (Z_1, E^*) . On rappelle l'expression mathématique de cette renormalisation :

$$P^{(\text{exp})}(Z_1) = \int P^{(\text{exp})}(E^*, Z_1) dE^* \quad (\text{D.8})$$

$$\omega(E^*) = \left(\int_{Z_1^{\text{min}}}^{Z_1^{\text{max}}} P^{(\text{exp})}(E^*, Z_1) dZ_1 \right)^{-1} \quad (\text{D.9})$$

$$P_{\omega}^{(\text{exp})}(E^*, Z_1) = P^{(\text{exp})}(E^*, Z_1) \times \omega(E^*) \quad (\text{D.10})$$

$$P_{\omega}^{(\text{exp})}(Z_1) = \int P_{\omega}^{(\text{exp})}(E^*, Z_1) dE^* \quad (\text{D.11})$$

La procédure de comparaison entre les distributions expérimentale et théorique renormalisées ayant été effectuée numériquement et non analytiquement, nous ré-écrivons ces expressions en remplaçant la fonction initiale par un histogramme et les intégrales par des sommes discrètes :

$$P^{(\text{exp})} \rightarrow H \quad (\text{D.12})$$

$$P^{(\text{exp})}(E^*, Z_1) \rightarrow N_{ij} \quad (\text{D.13})$$

$$\omega(E^*) \rightarrow \omega_i = \frac{1}{\sum_j N_{ij}} \quad (\text{D.14})$$

$$P_{\omega}^{(\text{exp})}(E^*, Z_1) \rightarrow N_{ij}^{\omega} = N_{ij} \omega_i \quad (\text{D.15})$$

$$P_{\omega}^{(\text{exp})}(Z_1) \rightarrow N_j^{\omega} = \sum_i N_{ij}^{\omega} \quad (\text{D.16})$$

La propagation va porter sur l'histogramme à 2 dimensions H ainsi que sur ses projections respectives. L'erreur statistique $\sigma_{N_{ij}}^2 = N_{ij}$ du contenu N_{ij} de chaque cellule (i,j) de l'histogramme H va se propager lors du calcul du poids de renormalisation ω_i . Celui-ci est fonction d'autant de variables statistiques qu'il y a de cellules¹. Pour calculer l'erreur résultante nous reprenons l'expression donnée dans [85]. Elle exprime la prise en compte des erreurs de chaque variable (σ_u, σ_v) d'une fonction $f(u,v)$ dans le calcul de l'erreur de celle-ci (σ_f) .

$$f(u, v) : \sigma_f^2 = \left(\frac{\partial f}{\partial u} \right)^2 \sigma_u^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial v} \right)^2 \sigma_v^2 + 2 \left(\frac{\partial f}{\partial u} \right) \left(\frac{\partial f}{\partial v} \right) \sigma_{uv} \quad (\text{D.17})$$

$$\sigma_{uv} = (u - \bar{u})(v - \bar{v}) = \overline{uv} - \bar{u}\bar{v} \sim 0 \quad (\text{D.18})$$

Le terme croisé appelé covariance σ_{uv} est une mesure de la corrélation entre les deux variables u et v . Dans notre cas les variables sont des contenus de cellules, suivant l'hypothèse de mesures

¹Lors de la renormalisation le nombre de cellules correspond à la somme des cellules avec une statistique $N_{ij} > 1$

indépendantes nous négligeons donc ce terme dans la suite. L'application de cette formule à ω_i donne :

$$\sigma_{\omega_i}^2 = \sum_j \left(\left(\frac{\partial}{\partial N_{ij}} \left(\frac{1}{\sum_j N_{ij}} \right) \right)^2 \sigma_{N_{ij}}^2 \right) = \sum_j \left(\left(-\frac{1}{(\sum_j N_{ij})^2} \right)^2 \sigma_{N_{ij}}^2 \right) = \frac{\sum_j N_{ij}}{(\sum_j N_{ij})^4}$$

Pour obtenir l'erreur $\sigma_{N_{ij}^\omega}$ correspondant à chaque contenu de cellule après renormalisation (N_{ij}^ω) nous introduisons $\sigma_{\omega_i}^2$ dans l'équation D.19 dérivée elle aussi de D.17.

$$\sigma_{N_{ij}^\omega}^2 = N_{ij}^2 \sigma_{\omega_i}^2 + \omega_i^2 \sigma_{N_{ij}}^2 \quad (\text{D.19})$$

$$\sigma_{N_{ij}^\omega}^2 = \frac{N_{ij}^2}{(\sum_j N_{ij})^3} + \frac{N_{ij}}{(\sum_j N_{ij})^2} \quad (\text{D.20})$$

$$\sigma_{N_{ij}^\omega}^2 = \frac{N_{ij}}{\sum_j N_{ij}} \left(\frac{N_{ij}}{(\sum_j N_{ij})^2} + \frac{1}{\sum_j N_{ij}} \right) \quad (\text{D.21})$$

$$\sigma_{N_{ij}^\omega}^2 = N_{ij} \left(\frac{N_{ij}}{(\sum_j N_{ij})^2} + \frac{1}{\sum_j N_{ij}} \right) \quad (\text{D.22})$$

$$\sigma_{N_{ij}^\omega}^2 = \omega_i N_{ij}^\omega (1 + N_{ij}^\omega) \quad (\text{D.23})$$

$$\sigma_{N_{ij}^\omega} = N_{ij}^\omega \sqrt{\frac{1}{N_{ij}} + \omega_i} \quad (\text{D.24})$$

L'égalité D.24 correspond à l'expression de $\text{Err}(E^*, Z_1)$ (relation 3.29) qui est son pendant analytique. La propagation des erreurs lorsque l'on effectue la projection de l'histogramme sur un de ses axes est donnée par :

$$\sigma_{N_j^\omega}^2 = \sum_i \left(\left(\frac{\partial}{\partial N_{ij}^\omega} \left(\sum_i N_{ij}^\omega \right) \right)^2 \sigma_{N_{ij}^\omega}^2 \right) = \sum_i \sigma_{N_{ij}^\omega}^2$$

Bibliographie

- [1] J. Pouthas et al., Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 357 (1995) 418.
- [2] J. Pouthas et al., Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 369 (1996) 222.
- [3] F. S. Laurent, Description du détecteur - <http://infodan.in2p3.fr/indra> (1998).
- [4] N. Le Neindre, thèse de doctorat, Université de Caen (1999), <http://tel.ccsd.cnrs.fr/tel-00003741>.
- [5] G. Knoll, Radiation Detection and Measurement 2nd edition - Wiley (1989).
- [6] T. Patuszynski et al., Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 547 (2005) 464.
- [7] M. Pârlog et al. (INDRA Collaboration), Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 482 (2002) 674.
- [8] M. Pârlog et al. (INDRA Collaboration), Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 482 (2002) 693.
- [9] G. Tăbăcaru, thèse de doctorat, Université Paris-XI Orsay (2000), <http://tel.ccsd.cnrs.fr/tel-00007912>.
- [10] J. Tillier, INDRA Trigger - Rapport technique GANIL (1993).
- [11] F. Lavaud, thèse de doctorat, Université Louis Pasteur Strasbourg I (2001), <http://tel.ccsd.cnrs.fr/tel-00004100>.
- [12] J. D. Frankland, thèse de doctorat, Université Paris-XI Orsay (1998), IPNO-T-98-06.
- [13] J. F. Lecomte et al., Phys. Lett. B 325 (1994) 317.
- [14] S. Salou, thèse de doctorat, Université de Caen (1997), <http://tel.ccsd.cnrs.fr/tel-00003688>.
- [15] J. D. Frankland et al. (INDRA Collaboration), Nucl. Phys. A 689 (2001) 940.
- [16] J. D. Frankland et al. (INDRA Collaboration), Nucl. Phys. A 689 (2001) 905.
- [17] A. Ouatizerga, thèse de doctorat, Université Paris XI Orsay (1995), IPNO-T-95-05.
- [18] B. Borderie et al., Ann. Phys. Fr. 15 (1990) 287.
- [19] R. Dayras et al., Phys. Lett. A 460 (1986) 299.
- [20] A. Bonasera et al., Nucl. Phys. A 463 (1987) 653.
- [21] F. Bocage et al. (INDRA Collaboration), Nucl. Phys. A 676 (2000) 391.
- [22] J. Colin et al. (INDRA Collaboration), Phys. Rev. C 67 (2003) 064603.
- [23] R. J. Charity, Phys. Rev. C 58 (1998) 1073.

- [24] S. Schlomo et al., Phys. Rev. C 44 (1991) 2878.
- [25] M. Gonin et al., Phys. Lett. B 217 (1989) 406.
- [26] G. Verde et al., Phys. Rev C 67 (2003) 034606.
- [27] M. D'Agostino et al., Nucl. Phys. A 699 (2002) 795.
- [28] E. Galichet et al. (INDRA Collaboration), Eur. Phys. J. A (2005) submitted 3/12/04,14/06/05.
- [29] C. O. Bacri et al. (INDRA Collaboration), Phys. Lett. B 353 (1995) 27.
- [30] B. Borderie, J. Phys. G : Nucl. Part. Phys. 28 (2002) R217.
- [31] M. Pichon et al. (INDRA and ALADIN collaborations), Nucl. Phys. A 779 (2006) 267.
- [32] M. Pichon, thèse de doctorat, Université de Caen (2004), [http ://tel.ccsd.cnrs.fr/tel-00007451](http://tel.ccsd.cnrs.fr/tel-00007451).
- [33] K. Binder et al., Phys. Rev. B 30 (1984) 1477.
- [34] K. C. Lee, Phys. Rev. E 53 (1996) 6558.
- [35] P. Chomaz et al., Phys. Rev. E 64 (2001) 046114.
- [36] P. Chomaz et al., Physica A 330 (2003) 451.
- [37] O. Lopez et al., Phys. Rev. Lett. 95 (2005) 242701.
- [38] D. Lacroix et al., Phys. Rev. C 69 (2004) 054604.
- [39] R. Balian, Cours de physique statistique de l'École Polytechnique, Ellipses (1983).
- [40] A. Le Fèvre, thèse de doctorat, Université Paris 7 - Denis Diderot (1997), GANIL T 97 03.
- [41] R. Botet et al., Phys. Rev. Lett. 86 (2001) 3514.
- [42] J. D. Frankland et al. (INDRA and ALADIN collaborations), Phys. Rev. C 71 (2005) 034607.
- [43] F. Gulminelli, Ann. Phys. Fr. 29 (2004) N° 6.
- [44] F. Gulminelli et al., Phys. Rev. C 71 (2005) 054607.
- [45] J. M. Carmona et al., Phys. Lett. B 531 (2002) 71.
- [46] N. Le Neindre et al. (INDRA and ALADIN collaborations), Eur. Phys. J A (2006) en préparation.
- [47] C. Shannon, Bell Syst. Tech. J 27 379.
- [48] E. Jaynes, Statistical Physics, Brandeis Lectures 316 (1963).
- [49] D. H. E. Gross, T. Dauxois et al. (eds.) Dynamics and Thermodynamics of systems with long range interactions, Springer-Verlag, Heidelberg, 2002, vol. 602 of *Lecture Notes in Physics*, 23–44.
- [50] P. Chomaz et al., Phys. Rep. 389 (2004) 263.
- [51] R. Botet et al., UNIVERSAL FLUCTUATIONS, World Scientific, 2002, vol. 65 of *World scientific Lecture Notes in Physics*.
- [52] J. C. Steckmeyer et al. (INDRA Collaboration), Nucl. Phys. A 686 (2001) 537.

- [53] E. Vient et al. (INDRA Collaboration), Nucl. Phys. A 700 (2002) 555.
- [54] P. Lauthesse et al. (INDRA Collaboration), Phys. Rev. C 71 (2005) 034602.
- [55] C. Grégoire et al., Nucl. Phys. A 465 (1987) 317.
- [56] M. Colonna et al., Nucl. Phys. A 567 (1994) 637.
- [57] W. A. Friedman, Phys. Rev. C 42 (1990) 667.
- [58] W. A. Friedman, Phys. Rev. Lett. C 60 (1988) 2125.
- [59] W. A. Friedman, Phys. Rev. C 28 (1983) 16.
- [60] J. Pochodzalla et al., GSI preprint 96-31, nucl-ex/9607004 (1996).
- [61] B. Borderie et al., Nucl. Phys. A 734 (2004) 495.
- [62] J. Bondorf et al., Phys. Rep. 257 (1995) 133.
- [63] L. Beaulieu et al., Phys. Rev. C 64 (2001) 064604.
- [64] B. Borderie, G. Giardina et al. (eds.) Proc. Int. Symposium on large-scale collective motions of atomic nuclei, Brolo, Italy, World scientific, 1997, 1.
- [65] G. Tăbăcaru et al. (INDRA Collaboration), Nucl. Phys. A 764 (2006) 371.
- [66] A. H. Raduta et al., Phys. Rev. C 55 (1997) 1344.
- [67] P. Chomaz et al., Phys. Rev. Lett. 73 (1994) 3512.
- [68] M. Colonna et al., Nucl. Phys. A 613 (1997) 165.
- [69] A. Guarnera et al., Phys. Lett. B 403 (1997) 191.
- [70] W. Nörenberg et al., Eur. Phys. J. A 9 (2000) 327.
- [71] W. Nörenberg et al., Eur. Phys. J. A 14 (2002) 43.
- [72] B. Jacquot et al., Nucl. Phys. A 617 (1997) 356.
- [73] M. Colonna et al., Phys. Rev. Lett. 88 (2002) 122701.
- [74] G. Tăbăcaru et al., Eur. Phys. J. A 18 (2003) 103.
- [75] L. G. Moretto et al., Phys. Rev. Lett. 77 (1996) 2634.
- [76] J. L. Charvet et al., Nucl. Phys. A 730 (2004) 431.
- [77] P. Désesquelles, Phys. Rev. C 65 (2002) 034604.
- [78] P. Chomaz et al., Nucl. Phys. A 647 (1999) 153.
- [79] M. D'Agostino et al., Phys. Lett. B 473 (2000) 219.
- [80] S. Piantelli et al. (INDRA Collaboration), Phys. Lett. B 627 (2005) 18.
- [81] C. Ducoin, thèse de doctorat, Université de Caen (2006), <http://tel.ccsd.cnrs.fr/tel-0000xxxx>.
- [82] K. Sümmerer et al., Phys. Rev. C 61 (2000) 034607.
- [83] G. Audi et al., Nucl. Phys. A 595 (1995) 409.
- [84] S. R. Souza et al., Phys. Rev. C 67 (2003) 051602.
- [85] P. R. Bevington, McGraw-Hill (1969).