



HAL
open science

Aspects dynamiques de la désexcitation nucléaire : de la fission à la multifragmentation.

Diego D. Gruyer

► **To cite this version:**

Diego D. Gruyer. Aspects dynamiques de la désexcitation nucléaire : de la fission à la multifragmentation.. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université de Caen-Basse Normandie, 2014. Français. NNT: . tel-01079916v2

HAL Id: tel-01079916

<https://in2p3.hal.science/tel-01079916v2>

Submitted on 25 Feb 2015

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

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

Université de Caen Basse-Normandie

U.F.R Sciences

École doctorale : SIMEM

Thèse de doctorat

Présentée et soutenue le 17 Septembre 2014

par

Monsieur Diego Gruyer

pour obtenir le

Doctorat de l'Université de Caen Basse-Normandie

Spécialité : Constituants Élémentaires et Physique Théorique

**Aspects dynamiques de la
désexcitation nucléaire : de la
fission à la multifragmentation.**

Directeur de thèse : Monsieur Abdelouahad Chbihi

Jury :

M. Christian BECK, Directeur de Recherches CNRS, IPHC, Strasbourg, France (Rapporteur).

Mme Maria COLONNA, Directeur de Recherches INFN, Catania, Italie (Rapporteur).

M. Yorick BLUMENFELD, Directeur de Recherches CNRS, IPNO, Orsay, France.

Mme Francesca GULMINELLI, Professeur des Universités, Université de Caen Basse-Normandie, France.

M. Giuseppe VERDE, Directeur de recherche INFN, Catania, Italie.

M. John FRANKLAND, Chercheur CNRS, GANIL, Caen, France (Encadrant).

M. Abdelouahad CHBIHI, Directeur de recherches CNRS, GANIL, Caen, France (Directeur de thèse).

GANIL T 2014-02

Remerciements

Nous sommes le dimanche 26 octobre 2014. Il est 22h29. Le présent document doit partir chez l'imprimeur demain matin et je vais consacrer cette dernière nuit au GANIL à remercier l'ensemble des personnes qui ont contribué, de près ou de loin, au travail de thèse présenté dans ce manuscrit.

Je tiens tout d'abord à remercier les deux directeurs du GANIL en fonction durant ma thèse, M. Sydney Gales et M. Florent Staley, de m'avoir accueilli au sein de leur laboratoire où j'ai pu travailler dans les meilleures conditions possibles durant ces trois années. Je remercie également le Commissariat à l'Énergie Atomique et aux Énergies Alternatives, la Région Basse-Normandie, ainsi que les accords France-Pologne IN2P3-COPIN (Projet No. 09-136), pour leur soutien financier indispensable.

Je voudrais remercier les membres du jury d'avoir accepté d'évaluer la qualité de ma thèse. Merci tout d'abord à Mme Francesca Gulminelli d'avoir présidé ce jury. Je remercie également Francesca pour les discussions qui ont suivi la soutenance et qui ont assurément permis d'améliorer ce document. Merci également à mes deux rapporteurs, Mme Maria Colonna et M. Christian Beck, d'avoir lu attentivement mon travail et d'avoir rédigé des rapports détaillés et constructifs. Je tiens à remercier particulièrement Maria qui a fait le déplacement de Catane pour assister à ma soutenance (et on sait tous que c'est un très long périple, notamment pour les valises). Je remercie également M. Yorick Blumenfeld pour l'intérêt qu'il a montré à l'égard de ce travail et pour les questions constructives qu'il m'a posé pendant, et après la soutenance. J'en profite pour m'excuser si les réponses à ces dernières n'ont pas été très claires. Je dois remercier Guiseppe Verde d'avoir suivi mon travail (presque depuis le début) avec beaucoup d'intérêt et d'avoir, lui aussi, fait le voyage depuis Catane pour assister à ma soutenance. Merci d'avoir présenté les résultats de mon premier papier à INPC (qu'est ce que j'étais fier!) et de m'avoir invité à Acireale. Merci aussi pour les nombreuses conversations qu'on a pu avoir lors de tes séjours au GANIL et de mes visites à Catane.

M. Abdelouahad Chbihi (Abdou) a dirigé ce travail de thèse. Je remercie chaleureusement Abdou pour la confiance qu'il m'a accordé et pour la liberté qu'il m'a laissé, autant dans les choix techniques que scientifiques. Je remercie également Abdou pour son enthousiasme et sa constante bonne humeur. Toi qui déteste être en avance, surtout pas pour monter dans un avion, tu as été servi pendant les quelques jours qui ont précédé l'envoi du manuscrit et la soutenance. C'était assez chaud mais finalement tout s'est bien passé, et c'est en partie grâce aux petits coups de pression que vous m'avez mis avec John et Eric.

Abdou a dirigé ma thèse mais c'est M. John Frankland qui a du subir le harcèlement quotidien. Je vais essayer de faire en sorte que ce paragraphe ne soit pas une succession d'anecdotes se passant dans des restaurants ou dans des bars, contrairement à ton intervention pendant la soutenance. Merci John de m'avoir initié à ROOT (même si Daniel m'avait déjà mis le pied à l'étrier) et de m'avoir invité dans la *KaliVeda development team*. Merci de m'avoir nourri de papiers sur les fluctuations et les variables extrêmes, et d'avoir cautionné l'analyse sur les trois fragments qui n'avait, à première vue, rien à voir avec mon sujet de thèse. C'est en grande partie grâce à toi que j'ai acquis mes compétences techniques et scientifiques. Merci enfin pour tout les cafés, toutes les bières et autres verres de vin qu'on a pris ensemble. Enfin tout ça quoi... (Oula, gros manque d'inspiration là. Pour ma défense nous sommes maintenant le lundi 27 octobre et il est 0h45). Tu vois, pour le moment je n'ai pas lâché une seule grossièreté. Il faut croire que ce passage au GANIL et les remarques de Nicolas pendant les journées analyse

ont servi à quelque chose. Et puis non : merde. Comme ça c'est fait ! Je vais pouvoir écrire la suite comme je parle. Pour la peine je vais prendre un petit café tiens !

John n'était heureusement pas seul pour faire face aux assauts incessant d'idées à la c^{**1} . Il a pu compter sur le soutien indéfectible de M. Eric Bonnet. Merci Eric de m'avoir, à plusieurs reprises, obligé à déterrer les quelques détails que j'avais rangé bien au chaud sous mon tapis, et qui se sont souvent révélés intéressants. Merci pour les soirées pissage de code dans la salle d'acquisition à Catane et les innombrables pauses café. Merci aussi de m'avoir dit que ce que je faisais était nul, quand c'était effectivement nul.

Je voudrais également remercier M. Marek Płoszajczak et M. Robert Botet, qui sont les deux grands architectes qui ont piloté dans l'ombre l'analyse sur les fluctuations de Z_{\max} . Merci de votre disponibilité, de m'avoir initié aux arcanes des phénomènes critiques dans les systèmes finis, et de m'avoir fournis les calculs de percolation et le code du modèle de Smoluchowski. Je remercie aussi M. Kasia Mazurek de m'avoir accueilli à Krakow et de m'avoir initié aux modèles de fission.

Je tiens également à remercier tous les membres de la collaboration INDRA pour l'énorme travail qu'ils ont fait afin d'obtenir une base de donnée aussi complète et d'aussi bonne qualité, mais aussi pour tous les échanges qu'on a pu avoir lors des journées d'analyses. Je remercie particulièrement ceux (en gros les étudiants) qui se sont couchés le soir en voyant des matrices $\Delta E - E$ clignoter dans le noir. J'espère que les algorithmes qu'on a développé éviteront aux étudiants suivants de faire des cauchemars peuplés de ChIo 13-17 (vous n'avez aucun moyen de prouver que ça me soit arrivé). Je remercie également la collaboration FAZIA et notamment les physiciens de Florence de me faire confiance pour la suite.

Je remercie Peppino, Pesce cotto, Don Turiddu (orthographe à vérifier), l'antipasto del fattore, le Nero d'Avola, les poulpes, et la personne qui a décidé de construire un accélérateur à Catane d'exister (ou d'avoir existé(e)). Merci également à Remi, Nicolas, Olivier, Emmanuel, John, Eric, Abdou, Elio, Marie-France, et Bernard de m'y avoir emmené.

J'ai aussi une petite pensée pour tous les gens que j'ai cotoyé au GANIL pendant ces trois dernières années. Merci à mes copains de café : Thomas (qui laisse toujours trainer des clopes sur son bureau au cas où un nécessaire passerait par là), Antoine, Julien, Manu, Marine, Caterina, et puis tous ceux que j'oublie (il est maintenant 2h16, vous m'excuserez). Je remercie également tous les thésards et post-doc qui ont croisé ma route au GANIL. J'ai aussi une pensée particulière pour les thésards/post-doc de la collaboration INDRA : Paola, Mark, Lou, et Guilain. Mention spéciale à Quinten (prochaine victime d'Abdou) qui a corrigé ma thèse pendant son stage et qui m'a bien fait marrer. Je remercie également Giacomo et Sandro qui ont fait en sorte que je ne dorme pas sous le Ponte Vecchio l'année prochaine.

Je dois évidemment remercier M. Jérémie Dudouet, M. Guillaume Scamps et M. Victor Hélaïne qui partagent ma route depuis les premières années de licence (d'autant plus que j'ai déjà lu leurs remerciements et qu'ils parlent de moi). Merci à Guillaume qui n'a jamais refusé une petite pause café, merci à Jérémie qui n'a jamais refusé une petite dernière pour la route, merci à Victor qui n'a jamais rien refusé à part payer... Merci pour les soirées fût de chêne, les petites grand mères, les soirées Francky Vincent, la fête de la fin de la grippe, les deux hallebardes, les après-midis formule 1 vectorielle, GNU, Achtung-die-kurve, et margoulon croisé. Merci Jérém de m'avoir payé cette clope sur le balcon qui a évité qu'on se tourne le dos à vie à cause d'une partie de times-up. En outre, je tiens à m'excuser de vous avoir fait peur en mettant le feu au bateau entre Jersey et Chausey. Merci à Camille d'avoir cautionné nos délires.

¹Il faut noter que ce passage a été largement censuré par John.

Je remercie également tous les anciens moniteurs du CRNG qui ont fait que les jobs d'été n'ont jamais ressemblé à un travail et qui ont animé les week-ends : Tomtom Zeub, Oliv, grand Zgeg, Toto Charbo, Dodi le dodu et les autres. Mention spéciale pour Romain et Camille, et Etienne et Jo. Merci aussi à Camillou de m'avoir recruté en fin de soirée pour compléter son équipage de pharmaciens. C'est grâce à eux que j'ai appris que la bière est une très bonne boisson de récupération².

Je remercie bien sur ma famille et celle d'Elise pour leur soutien et pour ne pas avoir posé trop de questions sur ce que j'ai vraiment fait pendant ces trois ans.

Je finis par le plus important. Merci à Mme Elise Delarue (Elise quoi) qui m'a maintenu à flot et avec qui j'ai tout partagé pendant ces trois ans (et avant aussi), qui a corrigé l'intégralité de ce document, qui a fait pilote automatique pendant nos vacances en bateau, qui a validé l'achat des hallebardes, qui assure un max, qui me suit dans mes projets pour l'année prochaine, et avec qui j'ai dépensé la quasi-totalité de mon salaire (et du sien) en voyage et week-end en Italie, en Espagne, en Suède, au Portugal... merci pour tout en fait.

Nous sommes maintenant le lundi 27 octobre 2014. Il est 3h12. Je pense avoir remercié tous le monde. Au cas où : je remercie tous ceux que j'ai oublié de remercier mais qui le méritent. Il ne me reste plus qu'à vous souhaiter une bonne lecture. Moi je vais me coucher. Tcho !

²M. Bensa *et al.*, Trophée de l'île Pelée, Cherbourg, Mai 2014.

Table des matières

Introduction	13
I Aspects expérimentaux	17
1 Détection des particules chargées	19
1.1 Le multi-détecteur INDRA	19
1.1.1 Principales caractéristiques	20
1.1.2 Méthodes d'identification des particules chargées	22
1.2 Le futur détecteur FAZIA	25
1.2.1 Principales caractéristiques	25
1.2.2 Méthodes d'identification en charge et en masse	26
1.3 Couplage INDRA-FAZIA	29
2 Traitement des matrices d'identification	31
2.1 Éditeur de grilles d'identification	31
2.1.1 Description de l'interface graphique	31
2.1.2 Fonctionnalités avancées	32
2.2 Automatisation de l'extraction des lignes de crêtes	37
2.2.1 <i>Spider Identification</i>	38
2.2.2 Identification isotopique	43
2.3 Conclusion	45
3 Dépouillement de l'expérience e613	47
3.1 Présentation de l'expérience	47
3.2 Identification des particules chargées	48
3.2.1 Dans les matrices CsI(Tl) rapide-lente	48
3.2.2 Dans les matrices Si-CsI(Tl)	51
3.2.3 Dans les matrices ChIo-Si	53
3.3 Calibration des détecteurs	53
3.3.1 Chambres à ionisation et des détecteurs siliciums	53
3.3.2 Scintillateurs	55
3.4 Conclusion	56
II De la fission à la multifragmentation	57
4 Séquence et temps de fission	59

4.1	Détails expérimentaux	61
4.1.1	Production du faisceau de ^{129}Xe de 8 MeV/A à 25 MeV/A	61
4.1.2	Sélection des événements d'intérêt	61
4.1.3	Particules légères détectées en coïncidence	65
4.2	Évolution qualitative du mécanisme de désexcitation	65
4.3	Evolution de l'échelle de temps par chronométrie Coulombienne	67
4.3.1	Séquences de cassures	67
4.3.2	Caractéristiques des deux cassures	69
4.3.3	Effet de proximités coulombienne : distributions angulaires	70
4.3.4	Intervalle de temps entre les cassures	71
4.3.5	Evolution du mécanisme et seuil de multifragmentation	74
4.4	Conclusion	75
5	Séquence d'émission des particules légères	77
5.1	Sélection des évènements et multiplicités	78
5.2	Emission primaire ou émission secondaire	78
5.2.1	Hypothèse 1 : émission des α par une source unique	79
5.2.2	Hypothèse 2 : émission des α par les fragments	82
5.3	Proportion d'émission primaire	86
5.3.1	Vitesse relative réduite α -fragment	86
5.3.2	Principe de la simulation Monte-Carlo	87
5.3.3	Estimation de la contribution primaire	88
5.3.4	Discussion	93
5.4	Conclusion	95
III	Multifragmentation	97
6	Fluctuations et échelle de temps	99
6.1	Transition de phases et multifragmentation	100
6.1.1	Phénomènes critiques dans un système de taille finie	100
6.1.2	Théorie des fluctuations universelles	102
6.1.3	Application aux données de multifragmentation	104
6.2	Fluctuations de Z_{\max} dans les collisions centrales de $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$	108
6.2.1	Sélection des collisions centrales	109
6.2.2	Fluctuations expérimentales de la distribution de Z_{\max}	111
6.2.3	Modèles génériques d'agrégation	114
6.2.4	Multifragmentation, agrégation et échelle de temps	119
6.3	Hierarchie en taille de système	120
6.3.1	Méthodes de localisation du point critique	120
6.3.2	Fragmentation des quasi-projectiles d'Au et de Xe	122
6.4	Conclusion	124
7	Trajectoire dans le diagramme des phases et degré de fragmentation	127
7.1	Détails expérimentaux	130
7.1.1	L'expérience e613	130
7.1.2	Sélection des collisions centrales	132

7.2	Comparaison des collisions centrales de $^{181}\text{Ta}+^{66}\text{Zn}$ et de $^{129}\text{Xe}+^{nat}\text{Sn}$	134
7.2.1	Partitions de charge	134
7.2.2	Expansion radiale	135
7.2.3	Forme de la distribution de Z_{max}	138
7.3	Conclusion	139

Conclusion **143**

A Calcul de l'angle de flot **145**

B Incertitudes sur la mesure des angles et vitesses relatives **147**

Introduction

L'objectif principal de la physique nucléaire est de comprendre et de quantifier les forces qui lient les neutrons et les protons dans le noyau atomique. Cette interaction effective détermine notamment la structure du noyau, la dynamique des collisions nucléaires et les modes de désexcitation des noyaux chauds, mais aussi l'équation d'état de la matière nucléaire dont découlent les propriétés des étoiles à neutrons, et le mécanisme d'explosion des supernovas. Les modèles microscopiques décrivant les propriétés des noyaux utilisent généralement un potentiel nucléon-nucléon phénoménologique – qui dépend de la densité, de l'asymétrie en charge (isospin, N/Z) du milieu nucléaire, de l'impulsion de la particule, et de sa nature (proton ou neutron) – dont les paramètres sont ajustés sur des données expérimentales. C'est pourquoi les contraintes apportées par les mesures expérimentales sont si importantes en physique nucléaire.

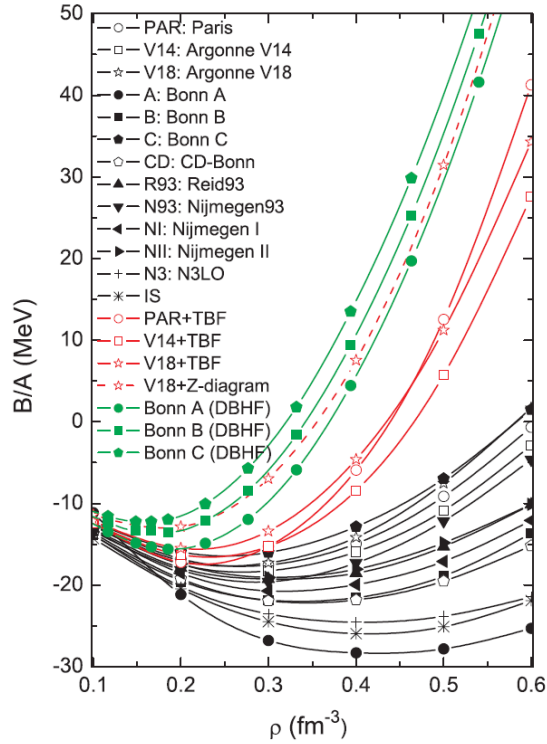


FIG. 1 – Energie de liaison par nucléon de la matière nucléaire symétrique en fonction de la densité obtenue avec différentes interactions effectives et différentes approches théoriques [1].

Si la plupart des modèles s'accordent sur les propriétés des noyaux sphériques situés au voisinage de la vallée de stabilité, à basse température et proche de la densité de saturation, les prédictions diffèrent largement lorsqu'on s'en éloigne, que se soit en direction des éléments super-lourds [2], des *drip-lines* [3], ou loin de la densité de saturation [1]. La figure 1 présente par exemple l'évolution de l'énergie de liaison par nucléon de la matière nucléaire symétrique en fonction de la densité, obtenue avec plusieurs interactions effectives et plusieurs approches théoriques. On constate que les différentes extrapolations à hautes et basses densités, où l'interaction est très peu contrainte, divergent complètement. Un des grands enjeux de la physique nucléaire moderne est donc de préciser la forme de l'interaction nucléaire effective loin de ces conditions dites "normales".

Les collisions entre noyaux atomiques, réalisées auprès d'accélérateurs d'ions lourds, présen-

tent une opportunité unique de soumettre des systèmes nucléaires à différentes contraintes en densité, en température, et en isospin dans des conditions contrôlées en laboratoire. Il existe principalement deux mécanismes de réaction permettant de produire des noyaux fortement excités : les collisions semi-périphériques (recouvrement partiel des deux noyaux) qui produisent un quasi-projectile et une quasi-cible sur une large gamme en énergie d'excitation, et les collisions centrales (recouvrement total), où l'on forme un système composite d'énergie d'excitation comparable à l'énergie disponible. Nous nous intéressons dans cette thèse à la désexcitation des systèmes composites formés dans les collisions centrales.

On distingue plusieurs mécanismes de désexcitation principalement associés à l'énergie d'excitation. Dans cette thèse nous allons étudier la fission, l'évaporation et la multifragmentation produit dans les collisions centrales de systèmes lourds entre 8 et 50 MeV/A, correspondant à une gamme en énergie d'excitation entre 1 et 10 MeV/A.

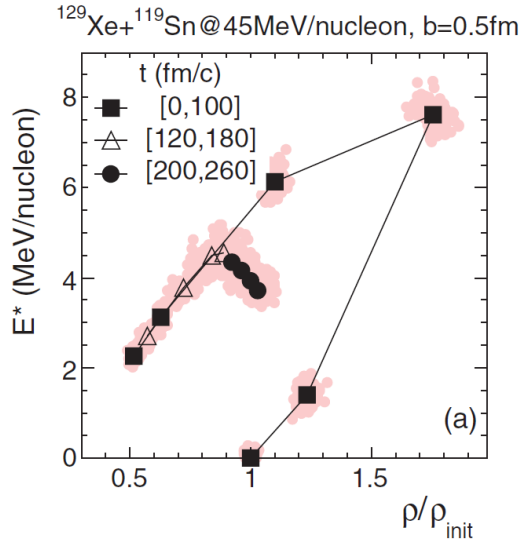


FIG. 2 – Trajectoire moyenne empruntée par le système, dans le plan densité-énergie d'excitation, lors d'une collision centrale de $^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn}$ à 45 MeV/A [4], calculée avec un modèle de champ moyen stochastique (SMF) [5].

À basse énergie d'excitation ($E^* \lesssim 4 \text{ MeV/A}$), la décroissance des noyaux lourds formés par la fusion entre le projectile et la cible est caractérisée par une intrication de la fission et de l'évaporation de particules légères. La description microscopique de la fission est un défi majeur de la physique nucléaire moderne, car ce processus met en jeu des degrés de liberté macroscopiques du système, impliquant l'ensemble de ses constituants. L'évaporation est quant à elle bien comprise dans le cadre d'une émission statistique de particules par une source unique en équilibre mais reste mal contrôlée lorsqu'il s'agit de traiter des noyaux très exotiques (déformation, N/Z, effets de proximité). La compétition entre ces deux mécanismes de désexcitation fournit un outil formidable pour caractériser la fission. L'étude des particules émises avant scission permet, en effet, d'estimer expérimentalement l'échelle de temps absolue de ce processus. Ce sont les neutrons [6, 7] ou les gammas provenant de résonances géantes dipolaires [8] qui sont le plus souvent utilisés, mais il existe plusieurs études utilisant des particules légères chargées comme les protons ou les particules α [8–10]. L'évolution des temps de fission, en fonction de l'énergie d'excitation par exemple, permet de mieux comprendre la nature (1–

ou 2–corps) de la viscosité nucléaire et de contraindre sa dépendance en température.

Pour des énergies d’excitation $E^* \gtrsim 4 \text{ MeV/A}$, le mécanisme de multifragmentation devient prédominant [11–14]. Celui-ci est défini comme la production de plusieurs fragments de manière quasi-simultanée. La multifragmentation a été largement étudiée durant ces dernières années car ce type de réaction permet d’explorer le diagramme des phases du noyau. La figure 2 présente la trajectoire moyenne empruntée par le système, dans le plan densité-énergie d’excitation, lors de collisions centrales de $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 45 MeV/A [4], calculée avec un modèle de champ moyen stochastique (SMF) [5]. Durant les premiers instants de la collision, le système est rapidement chauffé et comprimé. Il subit ensuite une phase d’expansion lors de laquelle il peut atteindre des faibles densités ($\rho \sim \rho_0/3$). À de telles densités, le système devient instable vis-à-vis de la formation de clusters et des fragments apparaissent. Finalement c’est la répulsion Coulombienne qui finit le travail en faisant exploser le système. L’objectif ultime de l’étude de ce processus est de relier les conditions au moment de la formation des fragments (volume, énergie d’excitation), à des variables thermodynamiques (densité, température), afin de reconstruire la trajectoire du système dans le diagramme des phases et ainsi de contraindre l’interaction effective sur l’ensemble de la gamme en densité et en température explorée.

La multifragmentation a été interprétée comme la manifestation d’une transition de phase à l’échelle du noyau atomique. De nombreux travaux expérimentaux ont cherché à mettre en évidence des signaux de transition de phases dans les événements de multifragmentation. Plusieurs études statistiques [15], ou dynamiques [16], supportent aussi bien l’existence de transitions de phases continues de type liquide-gaz [17], ou de transitions discontinues (premier ordre) dans la zone de coexistence [18]. Le processus de multifragmentation a également été interprété, dans une image purement dynamique, comme la survie de corrélations présentes dans l’état initial [19]. Cela démontre bien la difficulté d’identifier et de caractériser quantitativement une transition de phases dans un système aussi petit que le noyau atomique, où les effets de taille finie brouillent la nature de la transition [20], et dont l’ordre peut également changer avec la taille du système [21].

C’est dans ce contexte que la collaboration INDRA a tenté d’établir des caractéristiques génériques du processus de multifragmentation pour en déduire sa nature. L’étude du comportement des fluctuations de différentes observables, dans le cadre de la théorie des fluctuations universelles [22, 23], a notamment permis de montrer que la charge du fragment le plus lourd détecté dans chaque événement, Z_{max} , se comporte comme un paramètre d’ordre pour la multifragmentation [24]. En d’autres termes, Z_{max} est une observable pertinente pour caractériser l’état du système. L’observation du caractère bimodal de la distribution de Z_{max} [25] a ensuite confirmé cette interprétation et a également permis de caractériser la transition d’une phase à l’autre en déterminant la chaleur latente de la transition. Cette analyse ne dit rien sur le mécanisme de production des fragments dans les deux phases. En revanche, l’étude détaillée de la forme de la distribution de Z_{max} peut apporter des informations sur la nature du phénomène de clusterisation du noyau à basse densité [26, 27].

Pour remonter aux propriétés initiales du système, il est indispensable de détecter et d’identifier l’ensemble des produits de réaction. Les expériences de multifragmentation nécessitent donc l’utilisation de puissants multi-détecteurs, couvrant l’ensemble de l’angle solide autour de la cible, et capables de détecter simultanément un grand nombre de fragments. Il est indispensable d’en connaître les qualités et les limitations, afin d’appréhender les éventuels biais qui peuvent être induits lors de l’analyse d’une expérience. Toutes les données présentées dans cette thèse ont été mesurées au GANIL avec le multidétecteur INDRA.

Ce manuscrit est composé de sept chapitres regroupés en trois parties. La première partie présente les multi-détecteurs INDRA et FAZIA, ainsi que des techniques d'analyse développées et mises en œuvre durant cette thèse. La seconde partie est consacrée à l'étude de l'évolution des mécanismes de désexcitation, de la fission vers la multifragmentation. Finalement, la troisième partie est dédiée à l'étude de la nature du processus de clusterisation lors d'événements de multifragmentation, et du rôle de l'expansion collective radiale sur le degré de fragmentation du système.

Première partie
Aspects expérimentaux

Chapitre 1

Détection des particules chargées

L'outil indispensable à toute étude expérimentale en physique nucléaire est évidemment un détecteur. Il est important d'en connaître les qualités ainsi que les limitations pour appréhender les éventuels biais qui peuvent être induits lors de l'analyse d'une expérience. Dans ce chapitre, nous allons décrire succinctement le fonctionnement du détecteur INDRA avec lequel la majorité des données présentées dans cette thèse ont été mesurées. La seconde partie sera consacrée au futur détecteur FAZIA.

1.1 Le multi-détecteur INDRA

Le détecteur INDRA¹ (Fig. 1.1) a déjà fait l'objet de nombreux articles et de nombreuses thèses [28–30]. L'objectif ici n'est donc pas de décrire le fonctionnement d'INDRA de manière exhaustive, mais de donner au lecteur les éléments permettant de comprendre les qualités de ce détecteur ainsi que les biais expérimentaux qui peuvent être induits par un tel dispositif.

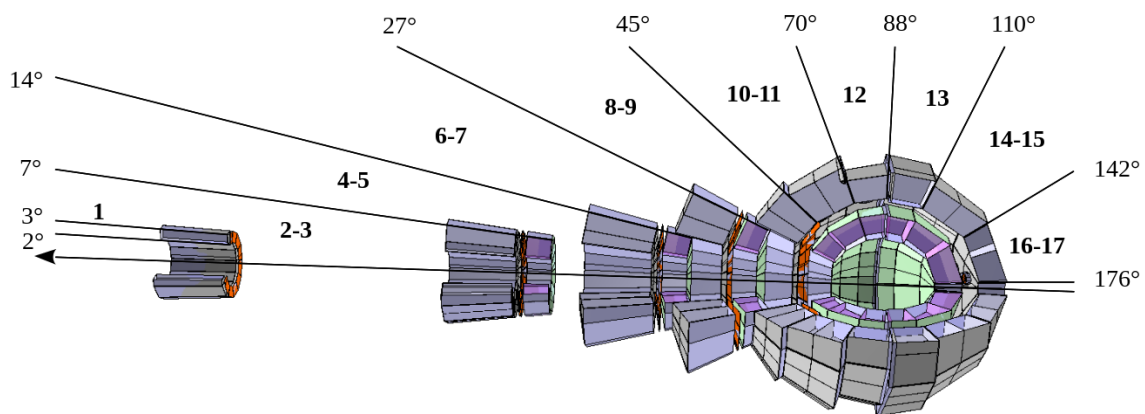


FIG. 1.1 – Vue générale d'INDRA dans sa configuration de l'expérience e613 (voir chap. 3). Le faisceau entre par la droite (couronne 17) et sort par la gauche (couronne 1). La cible est positionnée entre les couronnes 12 et 13.

¹Identification des Noyaux et Détection à Résolution Accrue

INDRA est un multi-détecteur 4π de particules chargées dédié à l'étude des collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires [28]. La conception d'INDRA répond donc à un certain nombre de contraintes expérimentales :

- (1) La totalité de l'angle solide autour de la cible peut être explorée.
- (2) Les multiplicités de particules chargées peuvent être élevées ($M_{tot} \sim 50$).
- (3) Une grande variété de produits de réaction peut être produite ($Z = 1 - 92$).
- (4) L'énergie cinétique de ces noyaux peut varier de ~ 1 MeV à ~ 4 GeV.

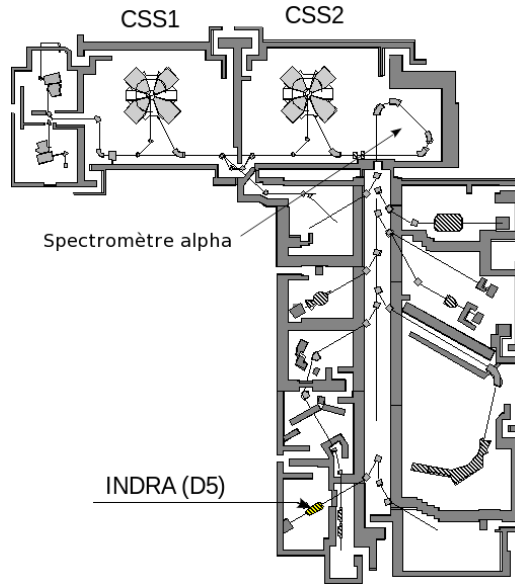


FIG. 1.2 – Schéma de l'accélérateur et des aires expérimentales du GANIL [31].

1.1.1 Principales caractéristiques

INDRA est actuellement en résidence permanente au GANIL dans la salle D5 (Fig. 1.2). Les différentes caractéristiques présentées dans cette section concernent la configuration du détecteur lors de l'expérience e613 (voir chap. 3).

Géométrie. INDRA est composé de 17 couronnes de symétrie cylindrique assemblées autour de l'axe du faisceau pour couvrir 90% de l'angle solide autour de la cible (Fig.1.1). On a l'habitude d'appeler "couronnes avant" les couronnes 1 à 9 ($\theta \in [2^\circ; 45^\circ]$), et "couronnes arrières" les couronnes 10 à 17 ($\theta \in [45^\circ; 176^\circ]$). Chacune de ces couronnes est composée de télescopes, ensemble de modules de détection qui jouent chacun un rôle spécifique. Une ouverture à l'arrière ($\theta \in [176^\circ; 180^\circ]$) et à l'avant ($\theta \in [0^\circ; 2^\circ]$) du détecteur laissent passer le faisceau. La cible est déposée sur un porte-cible situé entre les couronnes 12 et 13 ($\theta \in [88^\circ; 92^\circ]$). La somme de ces trois zones sans détecteur représente environ 2% de l'angle solide total. Les 8% de zone morte restants sont dus à l'espace séparant chaque couronne et chaque télescope. La granularité d'INDRA, 336 modules indépendants, a été optimisée pour détecter 40 particules légères et 10 fragments lourds en coïncidence, tout en gardant un taux de comptages multiples inférieur à 5%.

Détecteurs. INDRA est principalement constitué de trois types de détecteurs :

Chambres à ionisation. Les chambres à ionisation (ChIo) sont des détecteurs gazeux de 5 cm d'épaisseur, remplis de C_3F_8 à 50 mbar (couronnes 2 à 5) ou 30 mbar (couronnes 6 à 17). Leur surface d'entrée (cathode) et de sortie (anode) est composée de feuilles de mylar de $2.5 \mu m$ d'épaisseur. Lorsqu'une particule chargée traverse une ChIo, elle ionise et excite le gaz tout au long de sa trajectoire. L'amplitude du signal obtenu est proportionnelle à l'énergie déposée par la particule dans la ChIo. L'avantage d'un tel détecteur à gaz est la faible densité du milieu de détection qui permet à des ions lourds de le traverser. En revanche, les ChIos ont une résolution en énergie de 5 à 10 % et la résolution en temps est de l'ordre d'une micro seconde. Leur tension de fonctionnement est d'environ +300 V.

Siliciums. Les siliciums (Si) d'INDRA sont des cristaux semi-conducteurs d'épaisseur $300 \mu m$ (couronnes 1 à 3, 8, et 9), $150 \mu m$ (couronnes 4 à 7), ou $75 \mu m$ (télescopes étalons). Leur résolution en énergie est de l'ordre de 1%.

Scintillateurs. Les scintillateurs d'INDRA sont des cristaux d'iodure de Césium dopés au Thallium ($CsI(Tl)$). Ils ont une épaisseur de 5 à 14 cm ce qui permet de stopper l'ensemble des particules produites aux énergies intermédiaires (même les protons les plus énergétiques).

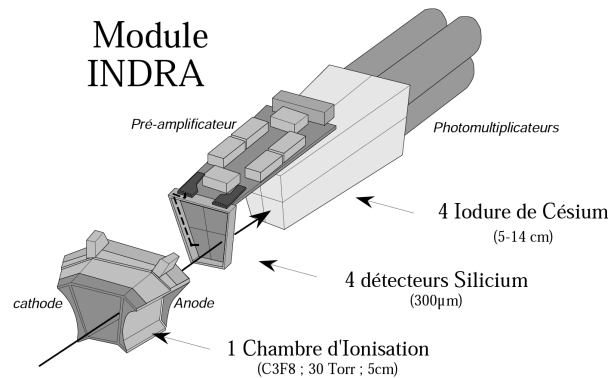


FIG. 1.3 – Exemple d'un groupe de télescopes à trois étages présent sur les couronnes 4 à 9.

Télescopes. C'est en combinant ces détecteurs qu'ont été construits les télescopes d'INDRA. Ils ont été conçus pour répondre au mieux à la grande dynamique en charge et en énergie que demande la diversité des mécanismes de réaction ayant lieu dans les collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires. La cinématique des collisions focalise les produits de réaction vers les angles avant du détecteur et ce d'autant plus que les particules sont massives. C'est particulièrement le cas pour la réaction en cinématique inverse que l'on étudie dans le chapitre 3. On s'attend à une statistique beaucoup plus importante à l'avant avec une plus grande dynamique en énergie. A l'arrière, les produits arrivent dans les détecteurs avec une énergie beaucoup plus faible et ces derniers doivent être adaptés pour minimiser les seuils d'identification. On distingue principalement trois types de télescopes :

- (1) les télescopes de la couronne 1 à deux étages : Si + CsI(Tl),
- (2) les télescopes des couronnes 2 à 9 à trois étages : ChIo + Si + CsI(Tl) (Fig. 1.3),
- (3) les télescopes des couronnes 10 à 17 à deux étages : ChIo + CsI(Tl),

Électronique, déclenchement et acquisition. Le système d'acquisition d'INDRA [29] fonctionne en mode asynchrone, c'est-à-dire que chaque voie de détection (discriminateur +

codeur) fonctionne indépendamment des autres. Le signal numérisé de chaque voie, suite à son déclenchement par le passage d'une particule chargée dans le détecteur, est mémorisé pendant un laps de temps d'environ $1\mu s$. Les signaux de déclenchement provenant des discriminateurs sont "regroupés" pour construire un signal de multiplicité correspondant au nombre de voies touchées. Un signal de validation de l'événement est envoyé à l'ensemble des voies si cette multiplicité dépasse la multiplicité de déclenchement programmée par les physiciens. Si la voie ne reçoit pas le signal de validation elle se réinitialise automatiquement pour attendre le prochain déclenchement.

1.1.2 Méthodes d'identification des particules chargées

Les télescopes d'INDRA sont composés de deux ou trois étages de détecteurs. Dans les détecteurs à gaz et les siliciums les particules chargées interagissent par ionisation du milieu. La charge collectée permet alors de mesurer l'énergie déposée par cette particule dans le milieu. La lumière émise par les scintillateurs est quant à elle convertie en signal de charge par un photomultiplicateur qui est codé sur deux portes d'intégration. C'est en combinant ces différents signaux que l'on est en mesure d'identifier en charge (et en masse) les particules chargées traversant un télescope d'INDRA.

1.1.2.1 Identification par la méthode $\Delta E - E$

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 peut être modélisée par la formule de Bethe-Bloch qui exprime le pouvoir d'arrêt d'un milieu ralentisseur sur une particule. Aux énergies de bombardement que l'on utilise, l'équation peut se réduire à la relation (1.1). Le pouvoir d'arrêt ($-\frac{\Delta E}{\Delta x}$) est défini comme la perte d'énergie ΔE d'une particule dans une épaisseur d'un milieu donné (Δx). Il est proportionnel à la charge effective au carré (Z_{eff}^2) et au rapport entre la masse (A) et l'énergie incidente de la particule (E).

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

Télescopes $\Delta E - E$. La première méthode d'identification utilisée pour les télescopes d'INDRA découle de la relation (1.1). 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 (Fig. 1.4). Cette méthode ($\Delta E - E$) permet en principe l'identification des produits chargés, du proton à l'uranium. Pour l'appliquer, il faut néanmoins que la particule traverse le premier détecteur en y déposant suffisamment d'énergie et s'arrête dans le second.

Matrices ChIo-Si. Les particules stoppées dans les détecteurs siliciums des couronnes 2 à 9 sont identifiées en charge grâce aux matrices ChIo-Si. Elles permettent principalement d'identifier les fragments lourds avec peu d'énergie cinétique (Fig.1.4(a)). L'utilisation de chambres d'ionisation ne permet pas de discriminer les masses dans les matrices ChIo-Si. Elles permettent

en revanche de distinguer les différentes lignes de charge de $Z = 2$ à $Z = 25 - 30$. L'identification des charges plus élevées est néanmoins possible, en utilisant une procédure d'extrapolation (voir sec. 2.1.2.3) qui induit une incertitude inférieure à cinq charges.

Matrices Si-CsI. Les particules stoppées dans les scintillateurs CsI(Tl) des couronnes 1 à 9 sont identifiées en charge grâce aux matrices Si-CsI. Elles permettent d'identifier les fragments les plus énergétiques sur toute la gamme en charge (Fig.1.4(b)). La bonne résolution en énergie des détecteurs silicium et des scintillateurs CsI(Tl) permet également l'identification isotopique des fragments jusqu'à $Z = 4 - 5$.

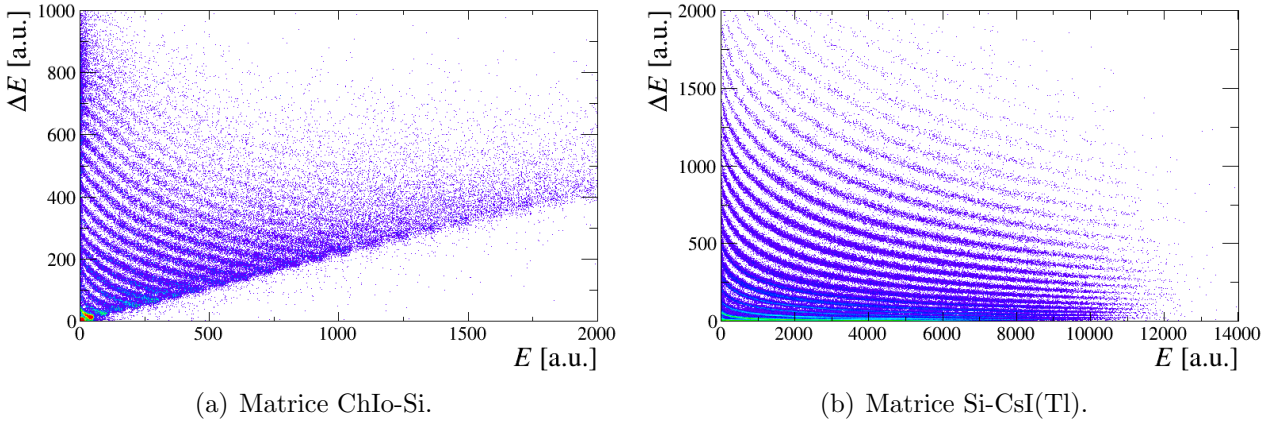


FIG. 1.4 – Différentes matrices $\Delta E - E$ du module 11 de la couronne 5 d'INDRA dans la réaction $^{181}\text{Ta} + ^{66}\text{Zn}$ à 39 MeV/A

Matrices ChIo-CsI. Pour les angles supérieurs à 45° , la combinaison des signaux issus des chambres à ionisations et des scintillateurs permet d'identifier en charge les fragments avec $Z > 2$. Cette partie d'INDRA est très peu sollicitée lors d'expériences en cinématique inverse (voir chap. 3). En outre, des problèmes de fonctionnement des chambres à ionisation des couronnes 8-17 lors de l'expérience e613 ont rendu l'exploitation de telles matrices impossible.

1.1.2.2 Analyse en forme des signaux dans les CsI(Tl)

Lorsqu'une particule traverse un scintillateur, les molécules du milieu absorbent une partie de son énergie cinétique. Elles se trouvent alors dans un état excité. Pour décroître vers leur état fondamental, elles libèrent cette énergie d'excitation sous la forme d'un signal lumineux dont l'intensité dépend de l'énergie et de la nature de la particule. La lumière ainsi émise est ensuite convertie en signal de charge par un photomultiplicateur.

Forme du signal lumineux. Les cristaux de CsI(Tl) sont caractérisés par deux modes de désexcitation avec des constantes de temps différentes $\tau_r < \tau_l$ (voir Fig. 1.5(a)). L'évolution de l'intensité lumineuse au cours du temps peut alors s'écrire sous la forme :

$$I(t) = I_r e^{-t/\tau_r} + I_l e^{-t/\tau_l} \quad (1.2)$$

Le premier terme, caractérisé par une plus grande intensité et une constante de temps faible, est appelé "composante rapide". La seconde composante, dite "composante lente", a une constante

de temps plus grande. Les intensités I_r et I_l dépendent de l'énergie déposée par la particule dans le scintillateur alors que le rapport I_r/I_l dépend de sa nature (charge et masse).

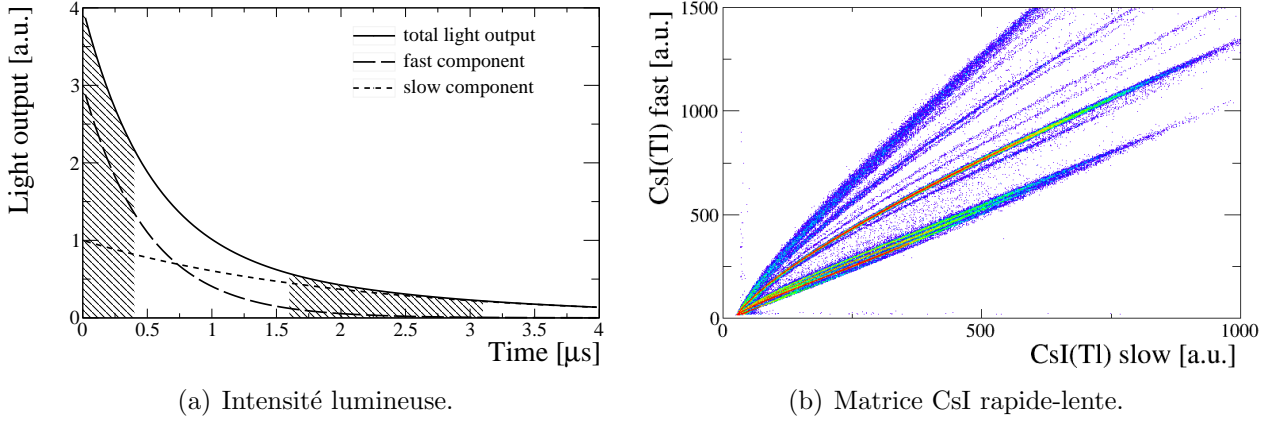


FIG. 1.5 – Identification des particules stoppées dans les CsI(Tl) : (a) schéma des deux composantes de lumière et (b) matrice CsI rapide-lente du module 11 de la couronne 5 dans la réaction $^{181}\text{Ta} + ^{66}\text{Zn}$ à 39 MeV/A .

Matrices CsI rapide-lente. L'électronique d'INDRA intègre et code le signal en sortie des photomultiplicateurs sur deux portes d'intégration : 0–400 ns pour la partie rapide et 1.6–3.1 μs pour la partie lente (voir Fig. 1.5(a)). En combinant ces deux signaux (Fig. 1.5(b)), chaque particule va peupler une ligne différente selon sa masse et sa charge. Cette technique permet d'identifier en charge et en masse les particules stoppées dans les CsI(Tl) jusqu'à $Z = 4 - 5$.

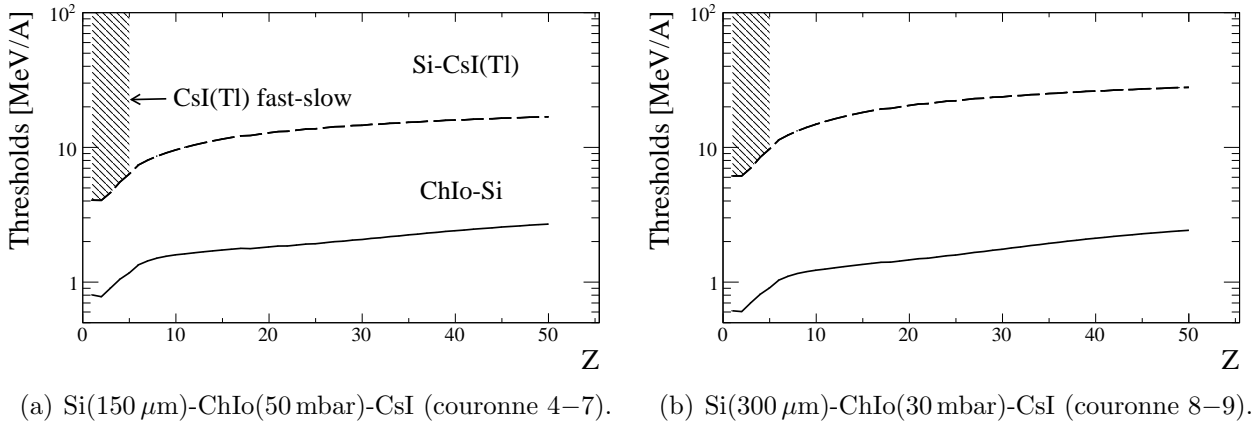


FIG. 1.6 – Seuils d'identification dans les télescopes des couronnes 4–7 et 8–9 d'INDRA.

1.1.2.3 Résumé des performances d'INDRA

INDRA fournit donc une couverture quasi-complète de l'angle solide autour de la cible ainsi qu'une bonne granularité. Il permet de détecter efficacement une grande variété de fragments, à la fois en charge (du proton à l'uranium) et en énergie (Fig. 1.6). On est ainsi capable de détecter en coïncidence presque tous les produits chargés de la réaction avec une bonne résolution angulaire.

1.2 Le futur détecteur FAZIA

L'objectif de la collaboration FAZIA² est de construire un détecteur 4π capable d'identifier les produits de réactions en charge mais aussi en masse [32] afin d'exploiter au mieux les faisceaux d'ions radioactifs prochainement disponibles dans plusieurs laboratoires à travers le monde (SPIRAL2 au GANIL par exemple).

1.2.1 Principales caractéristiques

Télescopes. Les télescopes de FAZIA sont tous identiques. Ils sont constitués de trois étages de détection (voir Fig. 1.7) : un premier détecteur silicium de $300\ \mu\text{m}$ (Si1) suivi d'un second silicium de $500\ \mu\text{m}$ (Si2) puis d'un scintillateur d'iodure de césium dopé au thalium (CsI(Tl)) dont la lumière est lue par une photo-diode (PhD). La fenêtre d'entrée d'un télescope est de

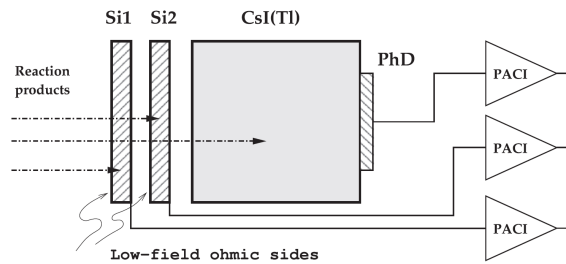


FIG. 1.7 – Schéma de la structure d'un télescope de FAZIA [33].

$2\text{ cm} \times 2\text{ cm}$ ce qui permet d'obtenir une résolution angulaire de l'ordre de 1° si le télescope est positionné à 1 mètre de la cible. Les particules stoppées dans le premier détecteur silicium sont identifiées en analysant la forme des signaux de charge et de courant. Les particules stoppées dans le second détecteur silicium sont identifiées par la méthode $\Delta E - E$ entre le Si1 et le Si2. Les particules stoppées dans le scintillateur sont identifiées à la fois en $\Delta E - E$ entre le Si2 et le CsI(Tl), et en analyse de forme du signal lumineux dans le CsI(Tl).

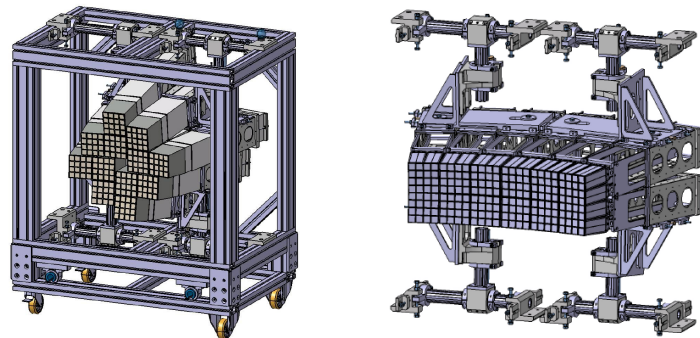


FIG. 1.8 – Différentes configurations de FAZIA [34] : 16 blocs en "mur" (à gauche) et 12 blocs en forme de "ceinture" (à droite).

²Four- π A and Z Identification Array

Blocs. Un bloc regroupe 16 télescopes. Il s’agit de la pièce de base de FAZIA. Ils peuvent être arrangés suivant différentes configurations. La figure 1.8 présente deux configurations possibles : un “mur” composé de 16 blocs ou une “ceinture” composée de 12 blocs.

Électronique et interface de contrôle. FAZIA est équipé d’une électronique entièrement numérique dont une partie (*Front End Cards, Block Card, et Power Supply Card*) est intégrée au bloc pour être au plus près des détecteurs. L’autre partie de l’électronique (*Regional Card*) est à l’extérieur de la chambre de réaction. Le contrôle du détecteur se fait grâce à une interface graphique qui a été développée au GANIL [35]. Une partie de mon travail de thèse a consisté à développer de cette interface, et notamment la partie “physiciens” qui permet de régler les différents détecteurs et de contrôler leur bon fonctionnement. J’ai également développé l’interface “expert” qui est destinée aux électroniciens et aux physiciens avertis.

1.2.2 Méthodes d’identification en charge et en masse

La phase de R&D de FAZIA a consisté à développer de nouvelles méthodes d’identification en charge et en masse, et à optimiser des méthodes existantes.

1.2.2.1 Optimisation des détecteurs siliciums.

Les efforts de la collaboration FAZIA se sont principalement concentrés sur l’optimisation de la résolution en énergie et en temps des détecteurs siliciums [32]. Pour éviter les effets de *channeling* qui dégrade la résolution, les détecteurs siliciums de FAZIA sont coupés suivant un angle de 7° par rapport à l’axe principal du cristal. Le cristal apparaît alors similaire à un matériau amorphe pour les particules incidentes qui ne sont donc pas piégées par un des plans du cristal. Les détecteurs silicium présentent également une grande uniformité de dopage qui est obtenue avec la technologie n-TD. Leur uniformité est contrôlée par une méthode non destructive utilisant un faisceau laser, qui permet d’obtenir une carte de résistivité de toute la surface du détecteur. Cette méthode a été développée au sein de la collaboration. Le courant

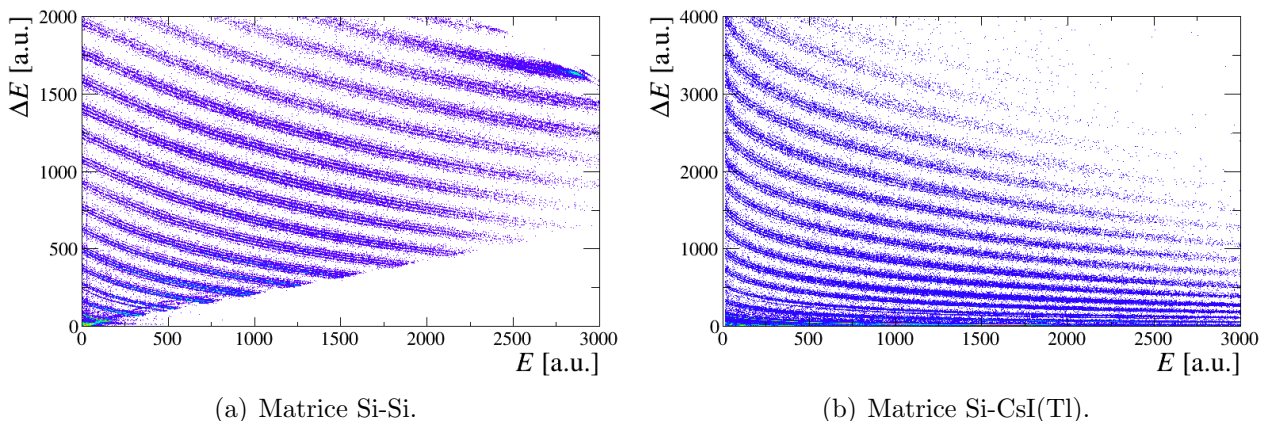


FIG. 1.9 – Exemples de matrice d’indentification par la méthode $\Delta E - E$ dans un télescope FAZIA ($^{40}\text{Ar} + ^{112}\text{Sn}$ à 35 MeV/A).

de fuite des détecteurs silicium est également compensé en modifiant en temps réel la tension de polarisation des détecteurs.

1.2.2.2 Identification par la méthode $\Delta E - E$

Dans la relation (1.1), la masse de la particule (A) intervient de manière explicite. Cependant la méthode $\Delta E - E$ ne permet pas de résoudre correctement les masses de particules avec $Z > 4 - 5$ dans les télescopes d'INDRA. La bonne qualité des détecteurs siliciums de FAZIA permet d'étendre largement la gamme d'identification isotopique dans les matrices $\Delta E - E$. Les particules stoppées dans le Si2 peuvent ainsi être identifiées en masses jusqu'à $Z \sim 25$ (Fig 1.9(a)). Dans les matrices Si2-CsI(Tl), l'identification isotopique est obtenue jusqu'à $Z \sim 15$ (Fig 1.9(b)). La figure 1.10 présente un exemple de résolution isotopique des particules identifiées dans une matrice Si-Si. Ce type de matrice permet d'identifier en moyenne 6 isotopes différents par élément.

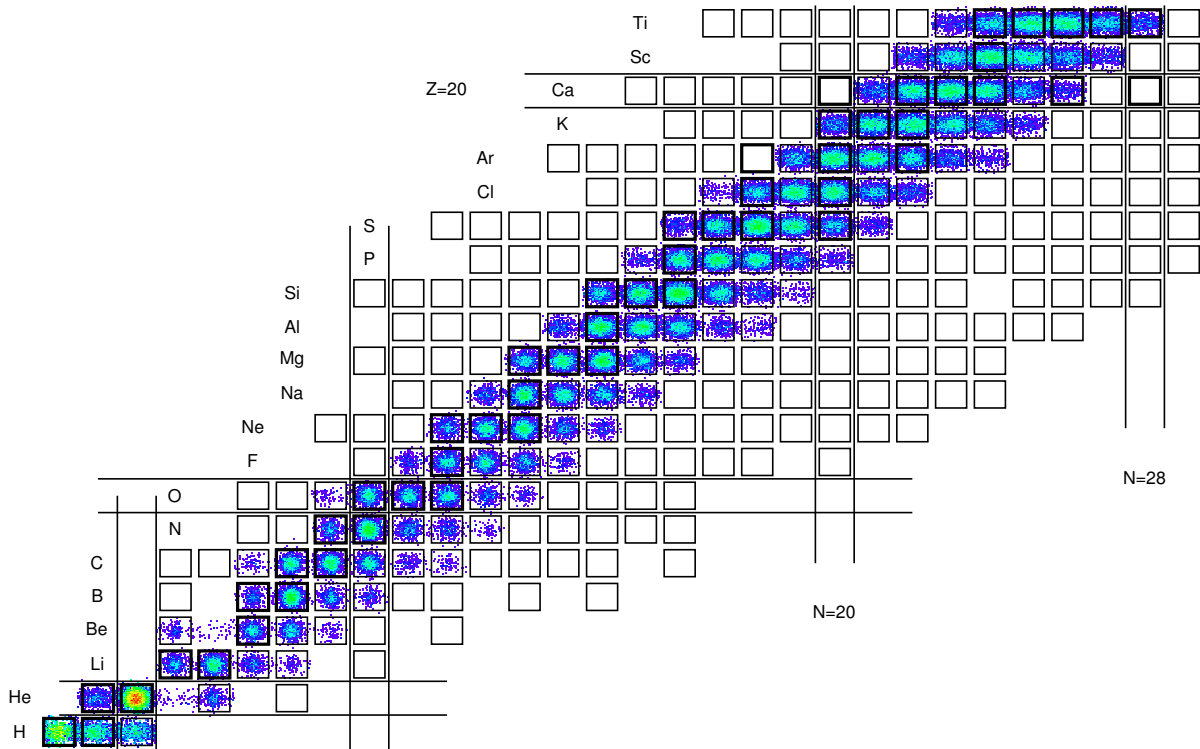


FIG. 1.10 – Résolution isotopique des particules identifiées dans une matrice Si-Si de FAZIA.

1.2.2.3 Identification par analyse en forme des signaux

L'utilisation de deux étages de silicium permet d'obtenir une résolution en charge et en masse bien meilleure qu'avec les chambres à ionisation d'INDRA. La contrepartie est une augmentation dramatique des seuils d'identification : l'énergie nécessaire pour traverser les $300 \mu\text{m}$ du premier détecteur silicium est beaucoup plus élevée que pour traverser un détecteur gazeux. L'analyse de la forme des signaux dans le premier étage de silicium [36] permet de réduire les seuils d'identification en identifiant les produits de réactions stoppés dans le premier étage de détection.

Principe. Deux particules différentes avec la même énergie incidente s'arrêtant dans un milieu ralentisseur n'ont pas le même parcours. L'énergie n'est donc pas déposée de la même manière

ce qui modifie le temps de collection des charges créées dans le milieu [37, 38]. Le profil du signal de charge ou de courant, à énergie fixe, dépend donc de la nature de la particule. C'est sur ce principe qu'est basée l'identification des particules stoppées dans le premier étage de silicium d'un télescope FAZIA. La figure 1.11 présente la forme du signal de charge (Fig. 1.11(a)) et

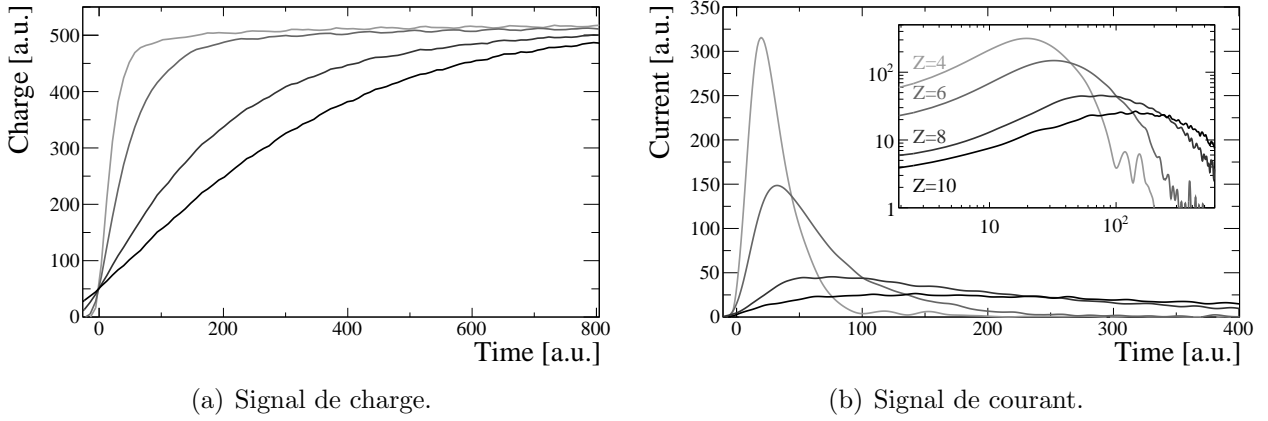


FIG. 1.11 – Forme du signal de charge (a) et de courant (b) pour différentes particules ($Z = 4, 6, 8,$ et 10) avec la même énergie incidente ($E = 95 \pm 5$ MeV) s'arrêtant dans un détecteur silicium de FAZIA.

de courant (Fig. 1.11(b)) mesuré pour différentes particules avec la même énergie incidente ($E = 95 \pm 5$ MeV) s'arrêtant dans un détecteur silicium. Plus la particule est chargée, plus le temps de montée du signal de charge (τ_Q) est long et plus le maximum d'intensité (I_{max}) est faible.

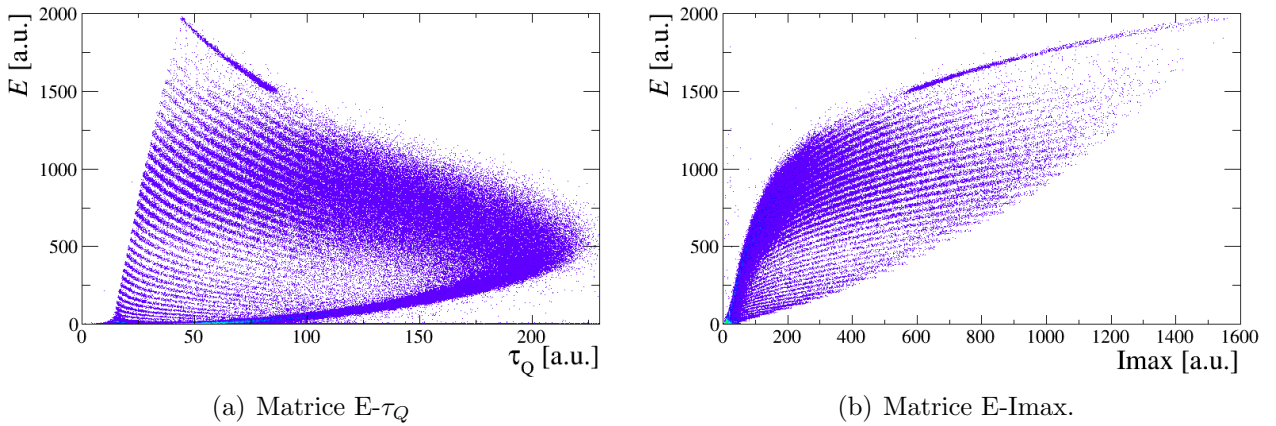


FIG. 1.12 – Matrices d'identification en analyse de forme des signaux dans le premier détecteur silicium de FAZIA.

Matrices d'identification. En traçant une de ces deux quantités en fonction de l'énergie déposée dans le détecteur on fait apparaître des lignes caractéristiques de la charge de la particule [33, 39]. La figure 1.12 présente un exemple de matrice d'identification utilisant le temps

de montée du signal de charge (Fig. 1.12(a)) ou le maximum de l'intensité (Fig. 1.12(b)). Ces deux types de matrice permettent d'identifier en charge les particules s'arrêtant dans le premier détecteur silicium d'un télescope FAZIA. La particule doit néanmoins traverser environ $30\mu\text{m}$ pour pouvoir être identifiée avec cette technique. Il en résulte que les seuils d'identification de FAZIA (Fig. 1.13) sont toujours plus élevés que ceux d'INDRA (Fig. 1.6). Des études basées sur des mesures de temps de vol sont en cours pour diminuer ces seuils d'identification. Un test, dédié à cette problématique est prévu avant la fin de cette année (2014) au LNS à Catane.

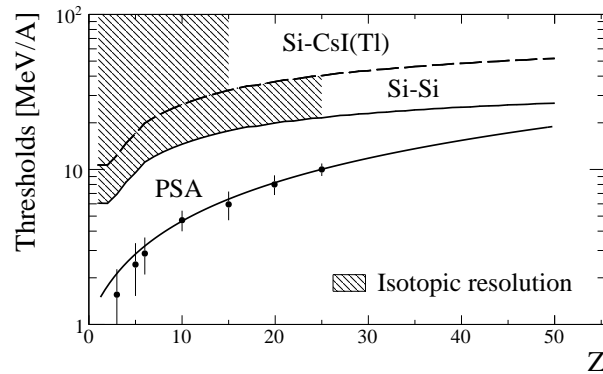


FIG. 1.13 – Seuils d'identification des particules dans un télescope FAZIA.

1.2.2.4 Résumé des performances de FAZIA

Le futur détecteur FAZIA va donc permettre d'identifier les produits de réaction en charge et en masse sur une large gamme en Z et en énergie. L'identification des particules stoppées dans le premier étage de détection des télescopes FAZIA par analyse en forme des signaux réduit significativement les seuils d'identification (Fig. 1.13). Ils restent néanmoins plus élevés que pour le détecteur INDRA (Fig. 1.6) qui utilise des chambres à ionisation comme premier étage de détection.

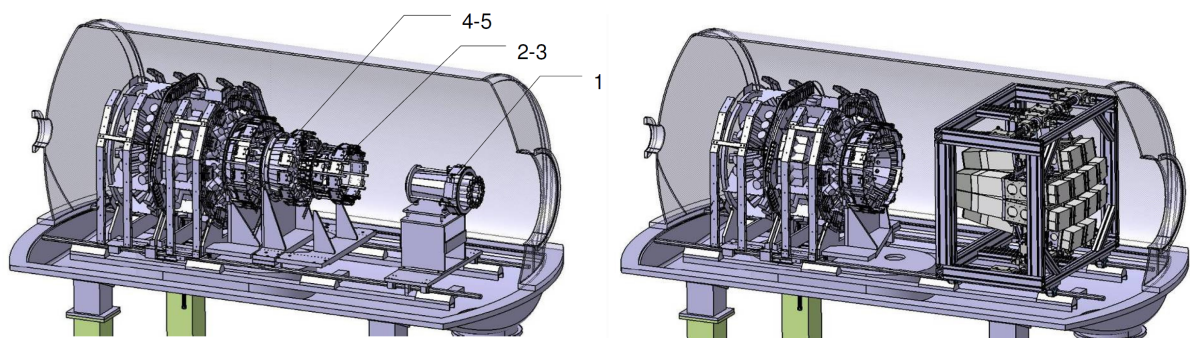


FIG. 1.14 – Intégration du démonstrateur FAZIA dans la chambre à réaction d'INDRA [34].

1.3 Couplage INDRA-FAZIA

La prochaine phase du projet FAZIA est la construction d'un démonstrateur composé de 16 blocs (Fig. 1.8) ne couvrant qu'une faible portion de l'angle solide. L'étude des collisions d'ions

lourds aux énergies intermédiaire nécessite d'utiliser des détecteurs couvrant la quasi-totalité de l'angle solide autour de la cible. C'est pourquoi le démonstrateur FAZIA va être prochainement couplé à une partie d'INDRA au GANIL. Il sera placé dans la chambre à réaction d'INDRA et remplacera dans un premier temps les couronnes 1 à 5 (Fig. 1.14).

Chapitre 2

Traitement des matrices d'identification

Dans les multi-détecteurs comme INDRA ou FAZIA, les particules chargées sont identifiées grâce à différents types de matrices d'identification. Quelque soit la méthode utilisée ($\Delta E - E$ ou analyse en forme des signaux), les particules se regroupent le long de lignes caractéristiques de leur charge et de leur masse. Pour identifier chaque particule, on utilise une “grille” qui regroupe plusieurs lignes d'identification. La masse et la charge de la particule sont alors déterminées par la ligne la plus proche dans la matrice. Il existe deux méthodes permettant de générer de telles grilles : tracer l'ensemble des lignes d'identification en suivant les lignes de crêtes correspondant à chaque charge et masse, ou ajuster une fonctionnelle sur un nombre restreint de lignes préalablement tracées. Dans les deux cas, il est nécessaire de tracer manuellement des lignes d'identification couvrant tout ou partie de chaque matrice d'identification. Le grand nombre de matrices à traiter rend l'analyse d'une expérience INDRA longue et laborieuse. Il est donc important de disposer d'un environnement graphique adapté pour générer, vérifier, ou corriger les grilles d'identification. Avec l'imminente prise de fonction du multi-détecteur FAZIA, le nombre de ces matrices va encore augmenter. Le développement de procédures de création automatique de grilles d'identification devient alors indispensable afin de pouvoir analyser une expérience en un temps raisonnable.

Ce chapitre décrit le fonctionnement de l'interface graphique développée durant ce travail de thèse. Les différents outils qui ont été développés et/ou implémentés dans cette interface seront également détaillés.

2.1 Éditeur de grilles d'identification

Afin de faciliter la création et l'édition des grilles d'identification, nous avons développé une interface graphique dédiée : l'éditeur de grilles. Cette interface est basée sur les bibliothèques ROOT [40] et KaliVeda [41].

2.1.1 Description de l'interface graphique

La figure 2.1 présente l'aspect visuel de l'éditeur de grilles. Il est composé d'un cadre contenant la matrice et la grille d'identification. Ce cadre est entouré de plusieurs icônes qui permettent d'accéder aux différentes fonctionnalités de l'éditeur listées dans le tableau 2.1. On

distingue quatre groupes d'icônes. Le groupe "Edition" permet d'éditer la grille d'identification en lui ajoutant des lignes ou des contours graphiques par exemple. Le groupe "Action" permet d'agir sur la visualisation de la matrice (échelles logarithmiques et dézoom). Le groupe "Transformation" permet de sélectionner la transformation à appliquer à tout ou partie de la grille (sec. 2.1.2.1). Leur amplitude peut être ajustée grâce au groupe "Modulateur".

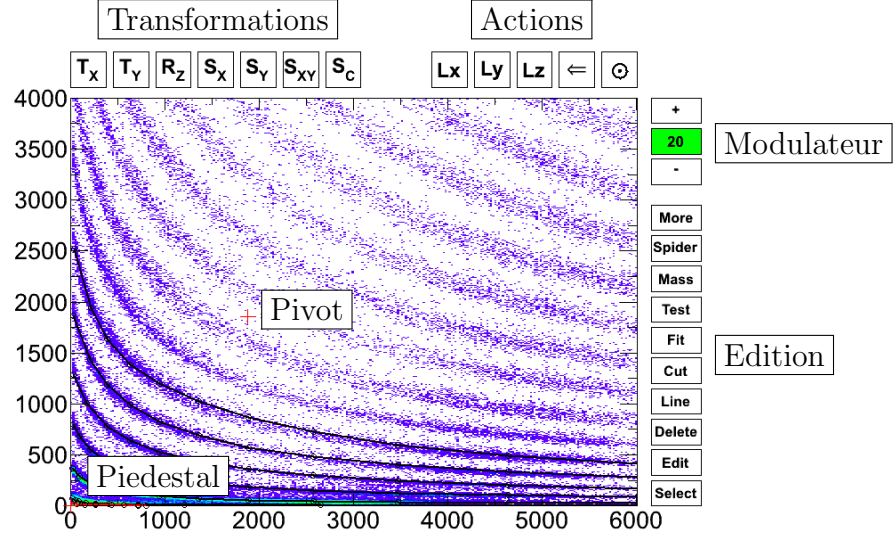


FIG. 2.1 – Interface graphique dédiée à la création et à l'édition de grilles d'identification.

2.1.2 Fonctionnalités avancées

2.1.2.1 Utilisation des transformations

L'éditeur permet d'appliquer plusieurs transformations sur un ensemble de lignes pré-sélectionnées, en utilisant la molette de la souris. Si celle-ci est actionnée vers le haut, la transformation sélectionnée est appliquée avec $s = +1$, et $s = -1$ vers le bas.

Pivot et modulateur. Le pivot est symbolisé par une croix rouge positionnée en $(0,0)$ lors du démarrage de l'éditeur. Les coordonnées du pivot sont (X_0, Y_0) . Ces deux grandeurs sont utilisées comme origine pour la rotation et les *scalings*. Le pivot se positionne en double cliquant sur l'histogramme ou en le déplaçant simplement avec la souris. Le modulateur permet quand à lui de régler l'amplitude des transformations. Pour modifier sa valeur (i_m), il faut utiliser les icônes + et - avec un simple clic (± 1), double clic (± 10), ou shift-clic (± 100).

Translations. Les translations sont associées aux icônes \mathbf{T}_x et \mathbf{T}_y de l'interface. Les transformations appliquées sur l'ensemble des points des lignes sélectionnées à chaque pas sont :

$$X' = X + s \times i_m \times b_x \times 0,2 \quad \text{pour } \mathbf{T}_x, \quad (2.1)$$

$$Y' = Y + s \times i_m \times b_y \times 0,2 \quad \text{pour } \mathbf{T}_y, \quad (2.2)$$

où b_x (b_y) est la largeur d'un *bin* de l'axe Ox (Oy) de la matrice.

	Icône	Description	Raccourcis
Transformations (sec. 2.1.2.1)	T_x	Translation selon Ox	F1
	T_y	Translation selon Oy	F2
	R_z	Rotation autour de Oz	F3
	S_x	<i>Scaling</i> selon Ox	F4
	S_y	<i>Scaling</i> selon Oy	F5
	S_{xy}	<i>Scaling</i> selon Ox et Oy	F6
	S_c	Modification de courbure	F7
Actions	L_x	Échelle log sur Ox	-
	L_y	Échelle log sur Oy	F8
	L_z	Échelle log sur Oz	F9, <ctrl> c
	←	Annule tout	-
	⊙	Dézoom de l'histogramme	F12, <ctrl> x
Modulateur	+	Augmente le modulateur	-
	20	Valeur du modulateur (i_m)	-
	-	Diminue le modulateur	-
Edition		Sauvegarde de la grille	<ctrl> s
		Modification des charges/masses	-
	More	Sélection d'un groupe de lignes	-
		Modification des variables X/Y	-
		Modification des <i>runs</i> associés	-
	Spider	<i>Spider Identification</i> (sec. 2.2.1)	-
	Mass	Identification isotopique (sec. 2.2.2)	-
	Test	Linéarisation de la matrice (sec. 2.1.2.2)	-
	Fit	Procédures d'extrapolation (sec. 2.1.2.3)	-
	Cut	Ajout d'un contour	-
	Line	Ajout d'une ligne	<ctrl> l
Delete	(Dés)activation mode "suppression"	<ctrl> d	
Edit	(Dés)activation mode "édition"	<ctrl> e	
Select	(Dés)activation mode "sélection"	<ctrl> z	
Pivot	+	Origine des transformations (X_0, Y_0)	-
Piedestal	+	Piedestal <i>Spider Identification</i> (x_0, y_0)	-
Autres		Déplacement sur l'histogramme	↑→↓←
		Mise à jour de l'éditeur	<ctrl> u
		Sélection de toutes les lignes	<ctrl> a
		(Dés)activation mode "Age Of Empire"	<ctrl> w
		(Dés)activation mode "vénère"	<ctrl> v

TAB. 2.1 – Description des différents outils implémentés dans l'éditeur de grilles d'identification.

Rotation. La rotation autour de l'axe Oz est associée à l'icône **R_Z** de l'interface. La transformation appliquée sur l'ensemble des points des lignes sélectionnées à chaque pas est :

$$\begin{pmatrix} X' \\ Y' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} X_0 \\ Y_0 \end{pmatrix} + R_Z(\theta) \begin{pmatrix} X - X_0 \\ Y - Y_0 \end{pmatrix}, \quad (2.3)$$

où $R_Z(\theta)$ est la matrice de rotation autour de l'axe Oz d'angle $\theta = s \times i_m \times 0,01^\circ$.

Scalings. Les *scalings* sont associés aux icônes **S_X**, **S_Y**, et **S_{XY}** de l'interface. Les transformations appliquées sur l'ensemble des points des lignes sélectionnées à chaque pas sont :

$$X' = (X - X_0) \times (1 + s \times i_m \times 5.10^{-4}) + X_0 \quad \text{pour } \mathbf{S}_X, \quad (2.4)$$

$$Y' = (Y - Y_0) \times (1 + s \times i_m \times 5.10^{-4}) + Y_0 \quad \text{pour } \mathbf{S}_Y, \quad (2.5)$$

La transformation **S_{XY}** applique **S_X** et **S_Y** simultanément avec la même amplitude.

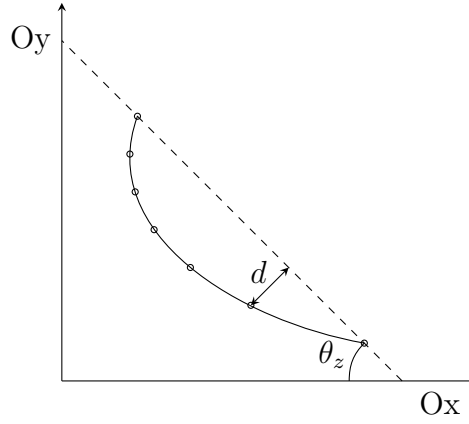


FIG. 2.2 – Schéma de la modification de la courbure d'une ligne.

Modification de courbure. La modification de courbure est associée à l'icône **S_C** de l'interface. La transformation appliquée sur l'ensemble des points des lignes sélectionnées à chaque pas est :

$$d' = d \times (1 + s \times i_m \times 5.10^{-4}), \quad (2.6)$$

où d est la distance définie sur la figure 2.2. Pour simplifier l'implémentation, cette opération est appliquée de la manière suivante :

$$\begin{pmatrix} X' \\ Y' \end{pmatrix} = R_Z(\theta_z) \cdot S_Y \cdot R_Z(-\theta_z) \cdot \begin{pmatrix} X \\ Y \end{pmatrix}, \quad (2.7)$$

où θ_z est l'angle défini sur la figure 2.2.

2.1.2.2 Linéarisation de la matrice

Une fois la grille d'identification adaptée, il est possible d'en tester la qualité en linéarisant la matrice d'identification. Cette procédure est disponible via l'icône **Test** de l'interface graphique (Fig. 2.1). Une boîte de dialogue permet alors d'accéder à la procédure d'identification des particules qui est utilisée lors de la réduction des données.

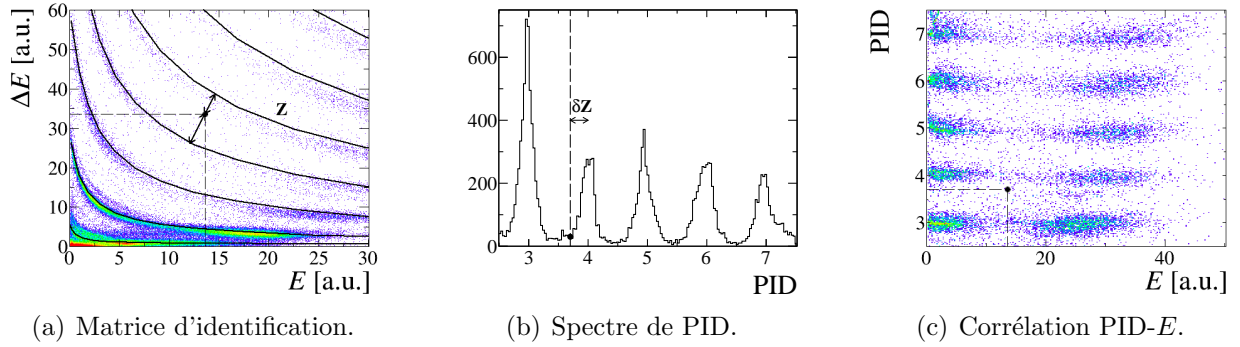


FIG. 2.3 – Illustration de la procédure de linéarisation d’une matrice $\Delta E - E$ par rapport à une grille d’identification en charge.

Procédure d’identification. Cette procédure permet d’attribuer la charge et la masse d’une particule à partir de sa position (x, y) dans la matrice d’identification. Dans le cas idéal où toutes les lignes d’identifications sont présentes (Fig. 2.3(a)), la charge entière de la particule (Z) est simplement déterminée par la ligne d’identification la plus proche. Lorsque la particule est identifiée en charge, on définit le PID comme la charge réelle (dans le sens “non entière”) de la particule : $\text{PID} = Z + \delta Z$. δZ reflète la distance de la particule à la ligne la plus proche, normalisée à la distance séparant les lignes d’identification environnantes (Fig. 2.3(a)). Dans la pratique δZ est calculé en tenant compte des quatres lignes encadrant la particule, ce qui permet de l’identifier même lorsque la ligne la plus proche n’est pas présente. Dans ce cas $|\delta Z| \geq 1$. On obtient finalement la distribution du PID (Fig. 2.3(b)) ainsi que la corrélation entre le PID et l’énergie résiduelle (Fig. 2.3(c)) qui permettent de juger de la qualité de la grille d’identification.

2.1.2.3 Procédures d’extrapolation

Les procédures d’extrapolation sont basées sur l’ajustement d’une fonctionnelle sur quelques lignes d’identification fournies par l’utilisateur. Ces fonctionnelles, dans lesquelles A et Z sont des paramètres, décrivent la relation entre l’énergie perdue par une particule dans le premier étage d’un télescope ΔE et l’énergie résiduelle déposée dans le second détecteur E . Plusieurs fonctionnelles d’identification ont été développées [42, 43]. La fonctionnelle implémentée dans l’éditeur de grille est celle proposée par L. Tassan-Got [44].

Point de vue utilisateur. L’utilisateur doit préalablement tracer quelques lignes réparties de manière quasi-homogène sur la matrice d’identification (Fig.2.4). La procédure d’ajustement est accessible grâce à l’icône **Fit** de l’interface graphique¹ (Fig. 2.1). Deux versions de la fonctionnelle sont alors proposées : basique ou étendue. Il est également possible de préciser si la réponse de ces détecteurs est linéaire ou non (important dans le cas des scintillateurs CsI(Tl) par exemple). La version étendue avec une réponse non linéaire est généralement la plus efficace quelque soit le type de matrice considéré car elle dispose d’un plus grand nombre de paramètres ajustables. Si l’algorithme a convergé, une grille d’identification est générée à partir des paramètres ajustés. Cette grille s’affiche alors dans l’éditeur (Fig.2.4). Dans l’exemple de la

¹voir classe [KVTGIDFitter](#)

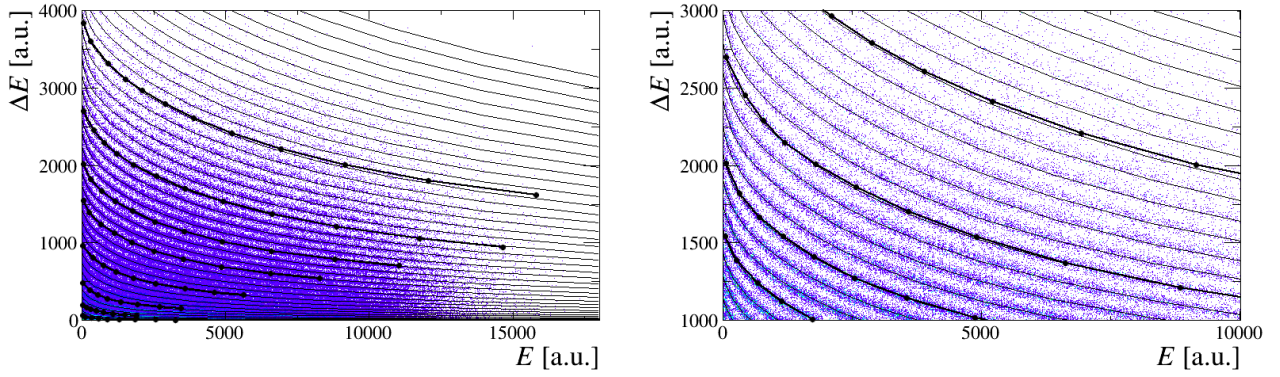


FIG. 2.4 – Exemple d'utilisation de la fonctionnelle de Tassant-Got pour extrapoler les lignes d'identification dans une matrice $\Delta E - E$. Les lignes épaisses sont celles fournies par l'utilisateur et les lignes fines sont générées après l'ajustement de la fonctionnelle. La matrice provient du télescope Si-CsI(Tl)-0606 d'INDRA dans la réaction $^{181}\text{Ta} + ^{66}\text{Zn}$ à 39 MeV/A (expérience e613).

figure 2.4 on obtient une bonne identification en charge (Fig.2.5) à partir de seulement quelques lignes tracées manuellement. Ce type de fonctionnelle a également été utilisée pour calibrer des détecteurs siliciums en utilisant les tables de perte d'énergie [45].

Fonctionnelle basique. Aux énergies de bombardement que l'on utilise, la formule de Bethe-Bloch [46] peut se réduire à la relation suivante :

$$-\frac{\Delta E}{\Delta x} = \frac{Z^2}{f\left(\frac{E}{A}\right)}, \quad (2.8)$$

avec,

$$f\left(\frac{E}{A}\right) = k \frac{\beta^2}{\ln\left(\frac{1022\beta^2\gamma^2}{I}\right) - \beta^2}, \quad (2.9)$$

où I est le potentiel d'ionisation du milieu ralentisseur exprimé en keV. Cette expression est approximée par une loi de puissance en $\left(\frac{E}{A}\right)$ [44] :

$$f\left(\frac{E}{A}\right) = \left(\frac{E}{A}\right)^\mu \quad (2.10)$$

Si l'on suppose que la réponse des détecteurs est linéaire, la relation entre l'énergie perdue dans le premier étage d'un télescope (ΔE) et l'énergie résiduelle de la particule (E) peut alors s'écrire [44] :

$$\Delta E = \left[(gE)^{\mu+1} + (\lambda Z^{2/(\mu+1)} A^{(\mu/(\mu+1))})^{\mu+1} \right]^{1/(\mu+1)} - gE, \quad (2.11)$$

où g est le rapport des gains électroniques des deux détecteurs (détermine la pente des lignes à $E = 0$), λ un paramètre qui reflète l'épaisseur du premier détecteur, et μ la puissance introduite dans l'équation (2.10).

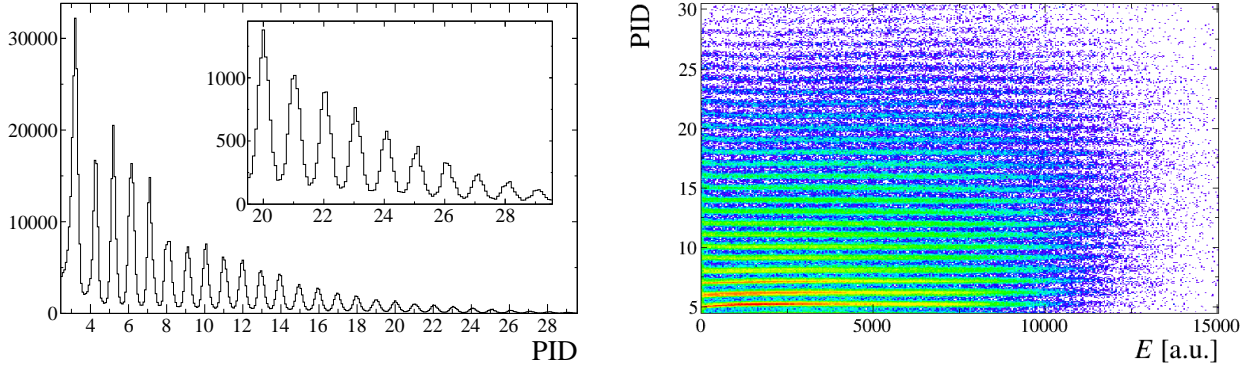


FIG. 2.5 – Résultat de l’identification en charge obtenu avec la grille d’identification générée à partir de l’ajustement de la fonctionnelle de Tassan-Got sur une matrice $\Delta E - E$ Si-CsI(Tl) (voir Fig.2.4).

Fonctionnelle étendue. La version basique de la fonctionnelle ne permettant de reproduire les lignes d’identification que sur une gamme limitée en charge, plusieurs paramètres ont été ajoutés [44]. La fonctionnelle étendue s’écrit sous la forme :

$$\Delta E = [(gE)^{\mu+\nu+1} + (\lambda Z^\alpha A^\beta)^{\mu+\nu+1} + \xi Z^2 A \mu (gE)^\nu]^{1/(\mu+\nu+1)} - gE, \quad (2.12)$$

qui se réduit à l’équation (2.11) si l’on pose $\nu = \lambda = 0$. Le paramètre g représente toujours la pente de toutes les lignes d’identification à $E = 0$. Les valeurs initiales des sept paramètres libres sont déterminées de la manière suivante : $\alpha_0 = 1.1$, $\mu_0 = 0.7$, $\beta_0 = 0.4$, $\nu_0 = 1$; λ_0 et g_0 sont calculées à partir de $\Delta E(E = 0) = \lambda Z^\alpha A^\beta$ et de la pente d’une ligne d’identification à $E = 0$; et ξ_0 à partir d’un point avec une grande énergie résiduelle. Aucune initialisation des paramètres n’est donc nécessaire de la part de l’utilisateur.

Réponse non linéaire des scintillateurs. Si la réponse du second détecteur n’est pas linéaire (cas des scintillateurs CsI(Tl)), l’énergie résiduelle est substituée par :

$$E = \sqrt{h^2 + 2\rho h \left[1 + \ln \left(1 + \frac{h}{\rho} \right) \right]}, \quad (2.13)$$

où $\rho = \eta Z^2 A$ et h représente la réponse en lumière du scintillateur. La relation (2.13), introduit un nouveau paramètre ajustable η .

2.2 Automatisation de l’extraction des lignes de crêtes

Avec prochain couplage du démonstrateur FAZIA avec INDRA, le nombre de matrices d’identification à traiter pour analyser une expérience va fortement augmenter. Il semble indispensable de développer une méthode automatique, ou semi-automatique, d’extraction des lignes de charges dans les matrices $\Delta E - E$. Ce constat a déjà été fait à plusieurs reprises depuis la mise en service d’INDRA en 1993. On peut mentionner un travail basé sur un algorithme de segmentation contextuel d’image qui utilise des informations sur les pertes d’énergies [47].

Pour des raisons de ressources informatiques, cet algorithme n’a cependant jamais été utilisé pour la production de grilles d’identification. La grande majorité d’entre elles ont été réalisées manuellement. D’autres exemples spécifiques peuvent être trouvés dans [48, 49].

L’évolution des ressources informatiques, et le développement de bibliothèques C++ dédiées à l’analyse de grande quantités de données [40, 41], nous permettent d’envisager de nouveaux algorithmes. Dans cette section, nous allons présenter l’algorithme qui a été développé durant cette thèse pour extraire les lignes de Z , ainsi que son extension permettant d’obtenir pour le même prix les lignes des masses.

2.2.1 *Spider Identification*

L’objectif de la *Spider Identification* est donc d’extraire rapidement une partie des lignes de charge dans une matrice d’identification. Elle se base uniquement sur le peuplement de la matrice et ne nécessite pas d’information sur la forme exacte des lignes de crête.

2.2.1.1 Point de vue utilisateur

L’algorithme de la *Spider Identification* nécessite néanmoins un certain nombre de paramètres d’entrée : l’origine des projections (x_0, y_0) , l’angle de la première projection θ_0 , et le paramètre de *binning* β . Ces paramètres sont généralement délicats à estimer ce qui rend la méthode inutilisable sans une implémentation dans un environnement graphique adapté. C’est pourquoi cette méthode a été intégrée dans l’éditeur de grilles.

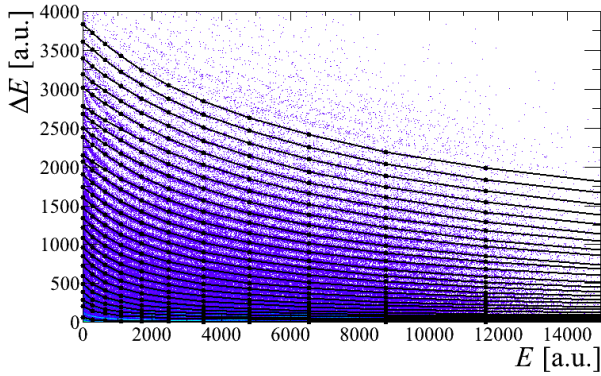
L’utilisateur doit tout d’abord positionner le pivot (X_0, Y_0) sur une ligne de charge élevée (calcul de θ_0) ainsi que le piédestal si nécessaire (détermination de (x_0, y_0)). L’icône **Spider** de l’éditeur permet alors d’ouvrir une boîte de dialogue² dans laquelle la charge Z_0 de la ligne sur laquelle le pivot se situe doit être indiquée (calcul de β). L’utilisateur dispose alors du temps nécessaire pour un aller-retour à la machine à café avant que le résultat ne s’affiche dans l’éditeur (voir Fig. 2.6(a) par exemple).

2.2.1.2 Exemples d’utilisation

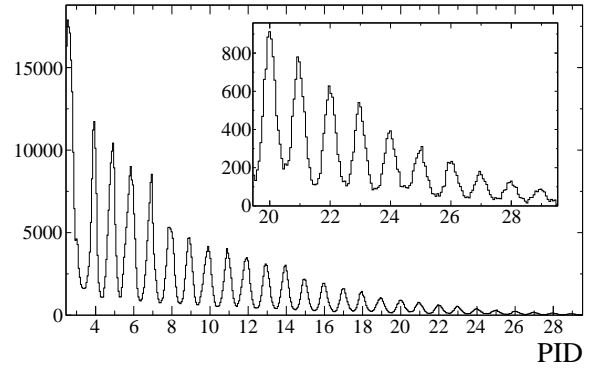
La méthode de *Spider Identification* a initialement été développée pour traiter les matrices Si-CsI(Tl). Etant donné qu’elle utilise peu d’information sur la forme exacte des lignes de charge elle peut être utilisée pour traiter plusieurs types de matrices d’identification.

Matrice Si-CsI(Tl). La figure 2.6 présente le résultat de la *Spider Identification* sur une matrice $\Delta E - E$ Si-CsI(Tl). Dans cet exemple, toutes les lignes jusqu’à $Z = 29$ ont été tracées (Fig.2.6(a)). La grille d’identification fournit une identification en charge assez satisfaisante pour une analyse en ligne par exemple (Fig.2.6(b)). Les premières lignes ($Z \lesssim 15$) sont généralement très bien reproduites sur l’ensemble de la matrice d’identification. En revanche, pour les charges supérieures à $Z \sim 15$, la partie “basse énergie” des lignes générées est systématiquement en dessous des lignes expérimentales. Cette partie des lignes n’est généralement pas déterminée directement par la *Spider Identification* mais extrapolée avec les ajustements partiels (voir sec. 2.2.1.3). La grille devra donc être légèrement modifiée manuellement par l’utilisateur. Elle peut également servir de point de départ à des algorithmes d’extrapolation (sec. 2.1.2.3) ou de

²Classe `KVSpIdGUI`



(a) Matrice Si-CsI(Tl) (INDRA).

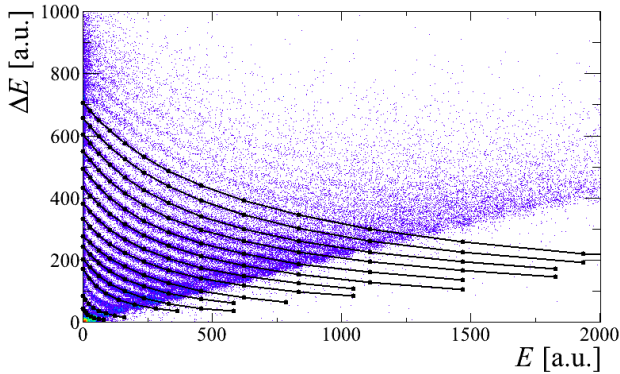


(b) Spectre d'identification.

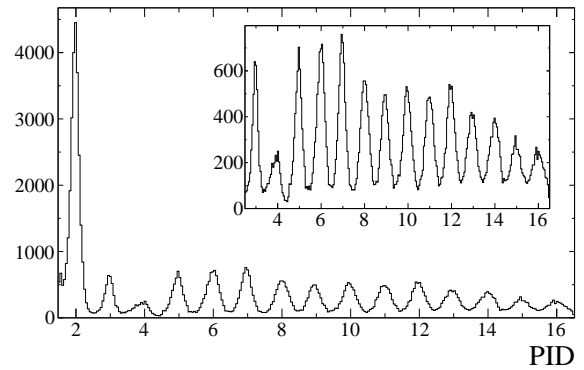
FIG. 2.6 – Exemple d'utilisation de la *Spider Identification* sur la matrice Si-CsI(Tl)-0606 d'INDRA. Les données proviennent de la réaction $^{181}\text{Ta} + ^{66}\text{Zn}$ à 39 MeV/A.

correction automatique des lignes. Un exemple de couplage avec la fonctionnelle de Tassan-Got sera présenté dans le prochain chapitre.

Matrice ChIo-Si. Dans ce type de matrices, les lignes de charge sont généralement plus larges et leur peuplement est rarement homogène sur toute la gamme en énergie résiduelle. Leur traitement nécessite donc plus de précautions dans le choix des paramètres d'initialisation et le positionnement du pivot. La grille générée par la *Spider Identification* fournit néanmoins



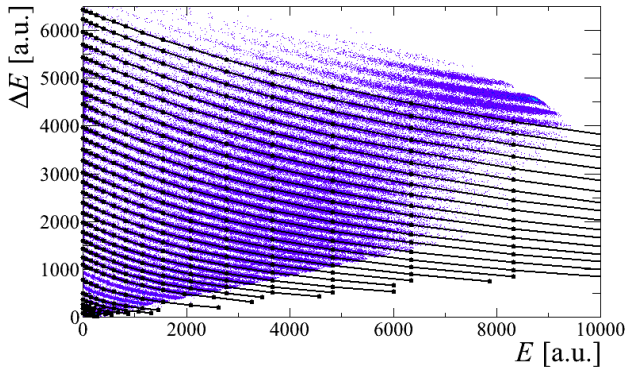
(a) Matrice ChIo-Si (INDRA).



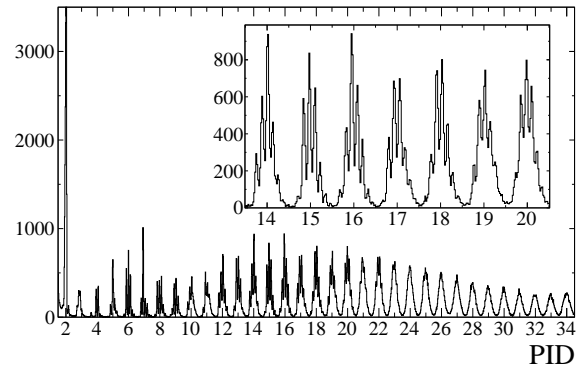
(b) Spectre d'identification.

FIG. 2.7 – Exemple d'utilisation de la *Spider Identification* sur la matrice ChIo-Si-0606 d'INDRA. Les données proviennent de la réaction $^{181}\text{Ta} + ^{66}\text{Zn}$ à 39 MeV/A.

une identification en charge satisfaisante de $Z = 2$ à $Z = 16$ dans l'exemple présenté sur la figure 2.7. Pour une utilisation systématique, la grille devra être complétée manuellement ou extrapolée. On peut également remarquer que la ligne $Z = 4$ n'a pas été générée car elle ne satisfaisait certainement pas les critères des équations (2.18).



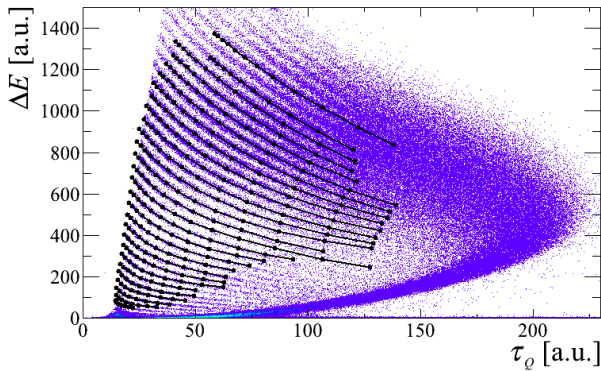
(a) Matrice Si-Si (FAZIA).



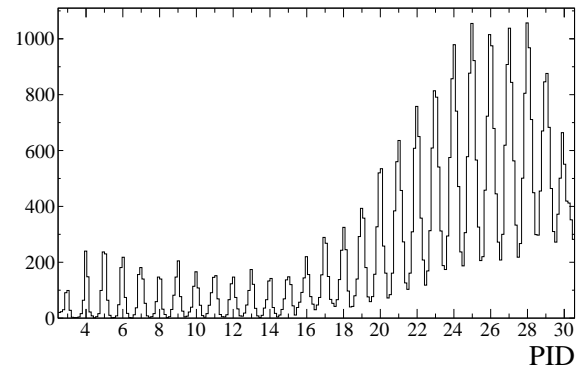
(b) Spectre d'identification.

FIG. 2.8 – Exemple d'utilisation de la *Spider Identification* sur une matrice Si-Si d'un télescope de FAZIA. Les données proviennent de la réaction $^{86}\text{Kr}+^{68}\text{Ni}$ à 35 MeV/A.

Matrice Si-Si. La figure 2.8 présente un exemple d'utilisation de notre méthode d'extraction des lignes de charge sur la matrice Si-Si d'un télescope FAZIA. Dans ce type de matrice, les différentes lignes sont très clairement séparées et leur courbure est faible. C'est pourquoi les lignes générées par la *Spider Identification* reproduisent avec une précision redoutable les lignes expérimentales de $Z = 2$ à $Z = 34$ (Fig.2.8(a)). Même si quelques lignes ($Z = 7$ et $Z = 9$) ont été rejetées par l'algorithme (voir ci-après), la grille fournit une identification en charge très satisfaisante (Fig.2.8(b)). On peut remarquer sur le spectre d'identification plusieurs pics par Z jusqu'à $Z \sim 20$. Chacun de ces pics correspond à un isotope différent. Les lignes de masse associées à chaque pic peuvent ensuite être extraites à partir des lignes de charges en utilisant l'algorithme présenté dans la section 2.2.2.



(a) Matrice $\Delta E - \tau_Q$ d'un silicium (FAZIA).



(b) Spectre d'identification.

FIG. 2.9 – Exemple d'utilisation de la *Spider Identification* sur une matrice énergie-temps de montée du signal de charge d'un silicium de FAZIA. Les données proviennent de la réaction $^{86}\text{Kr}+^{68}\text{Ni}$ à 35 MeV/A.

Matrice énergie-temps de montée du signal de charge. Les exemples précédents concernent tous des matrices d'identification de type $\Delta E - E$. Les matrices énergie-temps de montée du signal de charge, obtenues à partir de l'analyse en forme des signaux dans les détecteurs silicium de FAZIA, ont une forme assez similaire aux matrices $\Delta E - E$ (Fig. 2.9(a)). La *Spider Identification* étant peu restrictive quant à la forme exacte des lignes de charge, elle peut s'appliquer à ce type de matrice. Dans l'exemple présenté sur la figure 2.9, la grille fournit une identification en charge satisfaisante de $Z = 3$ à $Z = 30$ mais les lignes ne couvrent pas l'ensemble de la gamme en temps de montée. La grille fournit néanmoins une identification rapide des produits de réaction (Fig. 2.9(b)).

2.2.1.3 Algorithme

Décrivons maintenant les différentes étapes de l'algorithme de la *Spider Identification*. L'idée principale est de transformer notre problème d'extraction de lignes de crête dans une matrice à deux dimensions en une recherche de maxima dans un spectre mono-dimensionnel.

Projections. Déterminer des lignes de crête dans une matrice à deux dimensions est une tâche complexe [47]. En revanche, il existe des algorithmes très puissants permettant de localiser des pics dans des matrices à N dimensions. Pour transformer notre problème en recherche de maxima il faut projeter une partie de la matrice $\Delta E - E$ sur un axe judicieusement choisi. C'est la forme des lignes de Z ainsi que leur population qui nous ont guidé dans ce choix : on projette sur la droite $D(\theta)$, passant par (x_0, y_0) et faisant un angle θ avec l'axe Ox , l'ensemble des points compris entre les droites $D(\theta - \alpha/2)$ et $D(\theta + \alpha/2)$ (voir Fig. 2.10(a)). (x_0, y_0) sont les coordonnées du piedestal (voir Fig.2.1). On obtient ainsi un histogramme mono-dimensionnel où des pics apparaissent clairement. Chacun de ces pics correspond à l'intersection entre le cône de bissectrice $D(\theta)$ et une ligne de crête (Fig.2.10(b)).

Localisation des maxima. Pour faire apparaître nettement les pics sur la figure 2.10(b), il convient de bien choisir le *binning* de la projection. Le nombre de divisions de cet histogramme, n_b , est défini par :

$$n_b = d_\theta \times \rho(\theta) \times \beta, \quad (2.14)$$

avec,

- d_θ la longueur du segment de droite de $D(\theta)$ compris dans les bornes de la matrice ;
- β le paramètre de *binning* :

$$\beta = \frac{1}{20Z_0} \sqrt{(X_0 - x_0)^2 + (Y_0 - y_0)^2}, \quad (2.15)$$

où (X_0, Y_0) et (x_0, y_0) sont les coordonnées du pivot et du piedestal et Z_0 la charge correspondant à la ligne sur laquelle le pivot a été positionné par l'utilisateur ;

- $\rho(\theta)$ un paramètre interne à l'algorithme :

$$\rho(\theta) = \begin{cases} \sqrt{2} & \text{si } \theta > \theta_0, \\ 1 & \text{si } \theta = \theta_0, \\ 5/4 & \text{si } \theta < \theta_0, \end{cases} \quad (2.16)$$

où θ_0 est l'angle de la première projection.

Les pics sont alors repérés grâce à un algorithme de localisation de maxima [50] et replacés sur la matrice d'identification (Fig.2.10(c)).

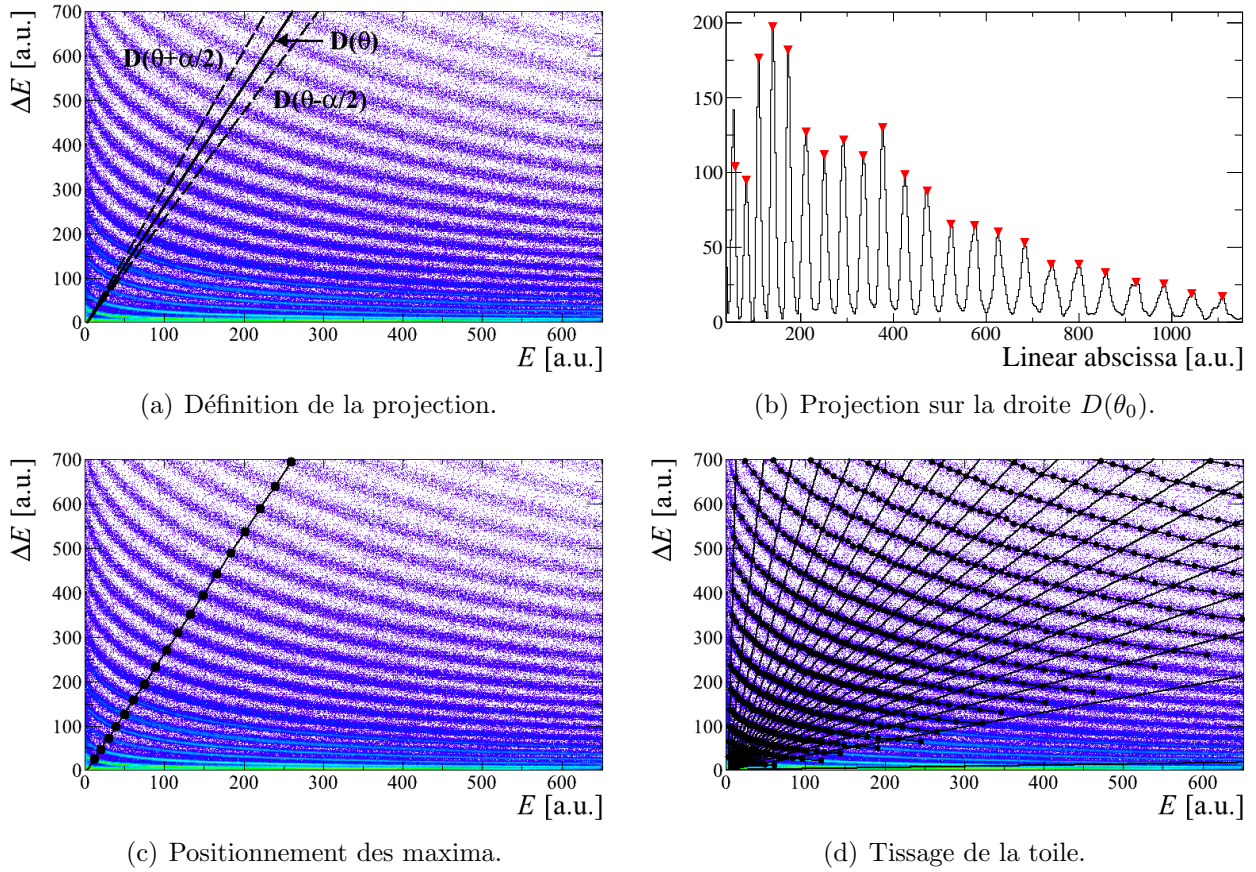


FIG. 2.10 – Illustration des différentes étapes de la méthode d'identification semi-automatique. La matrice $\Delta E - E$ provient du télescope Si-CsI(Tl)-0606 d'INDRA dans la réaction $^{181}\text{Ta} + ^{66}\text{Zn}$ à 39 MeV/A (expérience e613).

Tissage de la toile. La première projection est la plus importante (Fig.2.10(c)) car les lignes de Z sont créées uniquement lors de cette première étape. L'angle θ_0 , fourni par l'utilisateur grâce au positionnement du pivot, doit donc être choisi de manière à ce que $D(\theta_0)$ soit quasiment perpendiculaire aux lignes de Z . L'opération de projection et de localisation des maxima est ensuite répétée de manière à couvrir l'ensemble de la matrice, en variant θ de θ_0 à 90° puis de θ_0 à 0° par pas de $\delta\theta$ (Fig.2.10(d)). Dans la pratique $\delta\theta$ et α dépendent de θ et peuvent être modifiés par l'utilisateur via la boîte de dialogue. Chaque nouveau point P , de coordonnées (x_p, y_p) , est associé à la ligne Z , contenant n_Z points et dont les coordonnées de l'extrémité la plus proche de P sont (x_Z, y_Z) , si :

$$\begin{cases} |y_p - y_Z| < \delta y, & \text{si } n_Z < 10, \\ |y_p - f_Z(x_p)| < \delta y, & \text{si } n_Z \geq 10, \end{cases} \quad (2.17)$$

avec $f_Z(x) = a_Z^0 \times (x + a_Z^1)^{-a_Z^2}$ une fonction ajustée sur les n_Z points déjà associés à la ligne Z et $\delta y = y_Z \times Z^{-1}$. Les choix de la forme de cette fonction et de δy sont purement phénoménologiques. Il s'agit de la partie la plus délicate de l'algorithme.

Construction de la grille. Une fois la toile tissée, les lignes de Z ne respectant pas les critères suivant sont rejetées :

$$n_Z > 10 \quad \text{et} \quad a_Z^1 < 3000 \quad \text{et} \quad 0,35 < a_Z^2 < 1, \quad (2.18)$$

où n_Z est le nombre de points associés à la ligne Z , et (a_Z^0, a_Z^1, a_Z^2) les paramètres de la fonction $f_Z(x)$. Cette procédure permet d'éliminer les lignes ayant une forme trop incohérente avec l'équation (1.1), sans pour autant être trop restrictive pour que la méthode puisse être applicable à différents types de matrices d'identification. La grille d'identification est ensuite construite à partir de chaque fonction $f_Z(x)$ de manière à couvrir l'ensemble de la gamme en énergie résiduelle explorée (Fig.2.6(a) par exemple).

2.2.2 Identification isotopique

La méthode de la *Spider Identification*, et son possible couplage avec une procédure d'extrapolation, facilite donc beaucoup l'extraction des lignes d'identification en charge. La bonne résolution des détecteurs siliciums de FAZIA permet de mesurer également la masse des particules chargées jusqu'à $Z \sim 25$. Dans les matrices Si-Si de FAZIA, on observe plusieurs lignes pour chaque charge (Fig.2.11(a)). Chacune de ces lignes correspond à un isotope différent du même élément. Ces différentes masses apparaissent également très clairement sur les spectres d'identification en charge (Fig.2.11(b)). Pour obtenir une identification isotopique, il faut extraire chacune de ces lignes de crête. En vue de la prochaine exploitation d'un grand nombre de télescopes FAZIA, nous avons développé une méthode permettant d'extraire automatiquement les lignes de masses dans les matrices $\Delta E - E$.

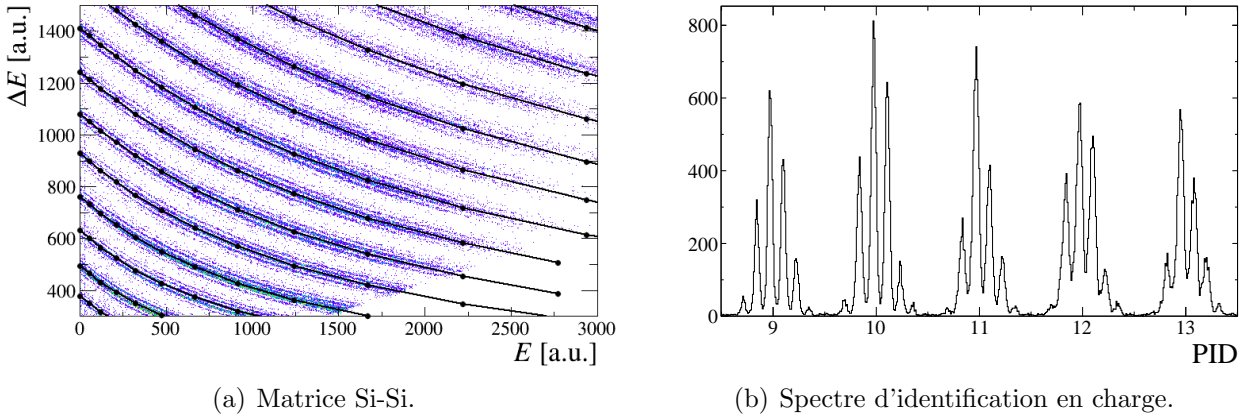


FIG. 2.11 – Illustration de la résolution isotopique obtenue avec une matrice Si-Si d'un télescope FAZIA dans la réaction $^{40}\text{Ar} + ^{112}\text{Sn}$ à 35 MeV/A.

2.2.2.1 Point de vue utilisateur

La méthode d'extraction des lignes de masse nécessite que l'utilisateur fournisse une grille d'identification en charge (Fig.2.11(a)). Cette grille peut être facilement obtenue avec la *Spider Identification* (voir Sec.2.2.1) qui est particulièrement efficace dans le cas des matrices silicium-silicium (Fig.2.8). L'identification isotopique est accessible grâce à l'icône **Mass** de l'éditeur

de grille. Une boîte de dialogue³ s’ouvre mais aucun paramètre d’initialisation n’est nécessaire. Lorsque les lignes sont extraites, une grille d’identification en masse s’affiche dans l’éditeur (Fig.2.12(b)). Cette méthode permet d’extraire uniquement les lignes de masse suffisamment peuplées : on obtient généralement entre quatre et six lignes de masse pour chaque charge. La matrice $\Delta E - E$ peut alors être linéarisée afin d’obtenir la distribution isotopique des particules chargées (Fig.2.12(b)).

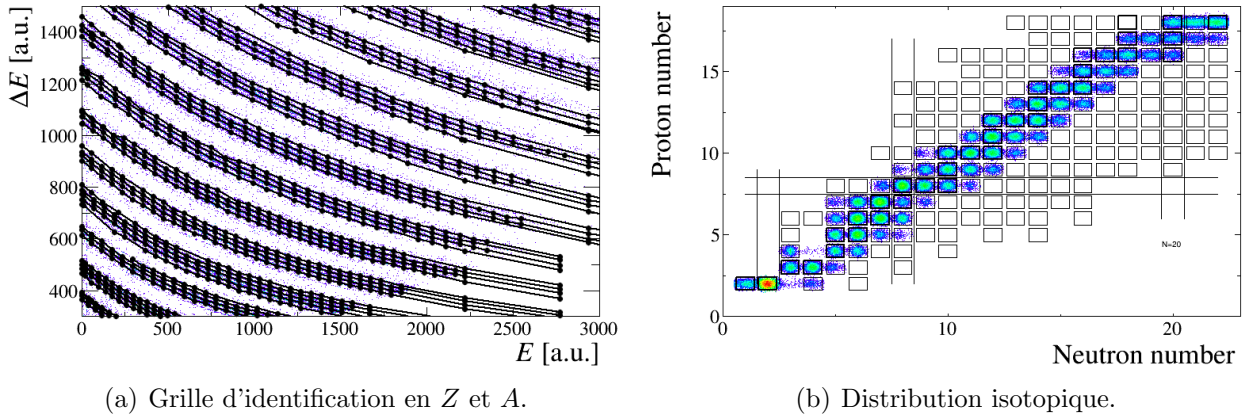


FIG. 2.12 – Résultat de la méthode d’extraction des lignes de masses : (a) grille d’identification en charge et en masse ; (b) distribution isotopique obtenue à partir de cette grille.

2.2.2.2 Algorithme

Linéarisation en charge. Dans une matrice $\Delta E - E$, les lignes de charge sont régulièrement espacées. Pour les lignes de masse, le schéma est beaucoup plus complexe : le peuplement de chaque ligne dépend fortement de l’élément considéré ainsi que de la réaction étudiée et les lignes qui correspondent à des isotopes avec un faible temps de vie ($t_{1/2} \lesssim 1$ ns) ne sont jamais peuplées. Sans schéma simple, l’extraction des lignes de masse à partir de la matrice $\Delta E - E$ brute est trop complexe. Pour simplifier le traitement, il faut transformer la matrice d’identification de manière à extraire les masses Z par Z . La première étape de l’algorithme est donc de linéariser la matrice $\Delta E - E$ à partir de la grille d’identification en charge fournie par l’utilisateur (voir sec. 2.1.2.2) pour obtenir une matrice PID- E (Fig.2.13).

Balayage horizontal. Si la grille d’identification en charge est de bonne qualité, les lignes de masse associées à une charge Z donnée sont quasiment horizontales et généralement comprises entre $(Z - 0.5)$ et $(Z + 0.5)$. En projetant sur l’axe y l’ensemble des points compris dans le rectangle de la figure 2.13 ($PID = Z \pm 0.5$ et $E = E_i \pm \delta E$), des pics apparaissent. Ils correspondent à l’intersection entre une ligne de crête et la droite verticale $E = E_i$. Contrairement au cas de la *Spider Identification*, le *binning* de chaque projection est fixe (60 divisions) quel que soit le Z traité. Les pics sont alors repérés grâce à un algorithme de localisation de maxima [50] et replacés sur la matrice. Chaque nouveau point est simplement associé à la ligne de masse dont l’extrémité est la plus proche. L’opération est alors répétée de manière à balayer l’ensemble

³Classe [KVZALineFinder](#)

de la gamme en énergie résiduelle (Fig.2.13) et pour tous les Z . On obtient ainsi une grille d'identification en masse et en charge dans la matrice PID- E .

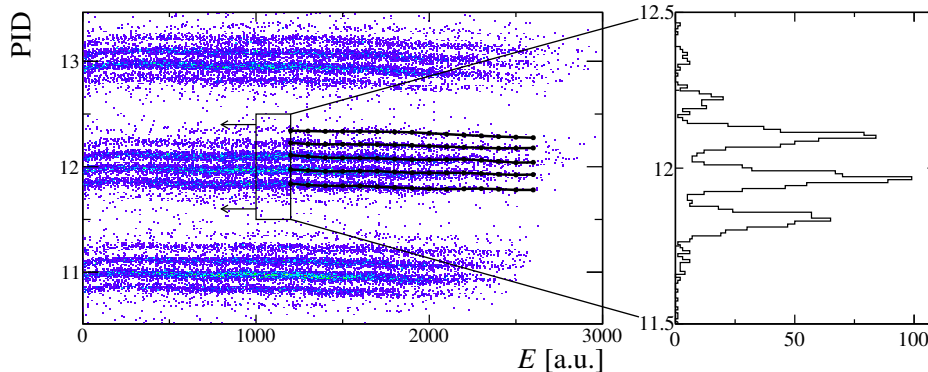


FIG. 2.13 – Illustration de la méthode d'extraction des lignes de masse dans la matrice PID- E .

Transformation des lignes dans le plan $\Delta E - E$. Cette grille n'est pas directement exploitable. Pour associer une particule à une ligne de masse, il faut d'abord déterminer son PID à partir de la grille d'identification en charge. Toute modification de la grille d'identification en charge rend notre nouvelle grille obsolète. L'idée est donc de la transformer dans le plan $\Delta E - E$ en inversant l'étape linéarisation par rapport à la grille d'identification en charge. La linéarisation n'étant pas analytique, il est difficile de l'inverser. Pour contourner le problème, une table $\Delta E(\text{PID}, E)$ est générée lors de la lecture de la matrice $\Delta E - E$ pour faire la transformation $\Delta E(E) \rightarrow \text{PID}(E)$. Cette table nous permet alors d'appliquer la transformation $\text{PID}(E) \rightarrow \Delta E(E)$ à la grille d'identification en masse. On obtient finalement une grille contenant une ligne par isotope dans la matrice $\Delta E - E$ (Fig.2.12(a)).

Comment attribuer les masses ? L'attribution du Z associé à chaque ligne de charge dans la *Spider Identification* est triviale : après la ligne $Z = 1$, il y a la ligne $Z = 2$, puis la ligne $Z = 3$. L'attribution du A associé à chaque ligne de masse est de loin beaucoup plus complexe : la séquence des isotopes produits dépend de l'élément, de la réaction étudiée, et même de l'angle auquel se trouve le télescope. Aucune règle phénoménologique n'ayant été trouvée, les masses sont attribuées par rapport à la masse de la ligne la plus peuplée pour chaque élément, dont le choix est laissé à la discrétion de l'utilisateur.

2.3 Conclusion

L'interface graphique développée durant cette thèse fournit donc plusieurs fonctionnalités visant à simplifier ou automatiser la création et l'édition de grilles d'identification. Plusieurs exemples d'utilisation des différentes méthodes présentées dans ce chapitre peuvent être trouvés dans le chapitre 3 qui détaille la phase de réduction des données de l'expérience e613 réalisée avec INDRA au GANIL.

Chapitre 3

Dépouillement de l'expérience e613

Une partie du travail de thèse présenté dans ce manuscrit a consistée à réduire les données de l'expérience e613 réalisée au GANIL avec le multi-détecteur INDRA en octobre 2011. Ce chapitre décrit les différentes étapes qui ont permis d'identifier et de calibrer en énergie les particules détectées dans les nombreux télescopes d'INDRA.

3.1 Présentation de l'expérience

L'objectif principal de l'expérience e613 est de mesurer des événements de multifragmentation produits dans les collisions du système asymétrique $^{181}\text{Ta}+^{66}\text{Zn}$ afin de les comparer à des événements similaires produits dans la réaction $^{129}\text{Xe}+^{nat}\text{Sn}$. Les énergies incidentes du faisceau de ^{181}Ta ont donc été choisies de telle manière que l'énergie disponible dans le centre de masse de la réaction corresponde à des données déjà mesurées avec INDRA dans la réaction $^{129}\text{Xe}+^{nat}\text{Sn}$. Les différentes énergies incidentes utilisées, ainsi que l'énergie équivalente

Système	Energie	<i>Runs</i>	Objectif	$E(^{129}\text{Xe}+^{nat}\text{Sn})$
$^{181}\text{Ta}+^{66}\text{Zn}$	19.1 MeV/A	129	physique	15 MeV/A
	31.8 MeV/A	285	physique	25 MeV/A
	39.4 MeV/A	330	physique	32 MeV/A
$^{181}\text{Ta}+^{27}\text{Al}$	31.8 MeV/A	39	physique	-
$^{181}\text{Ta}+^{197}\text{Au}$	6.05 MeV/A	26	calibration	-
	39.4 MeV/A	12	calibration	-
$^{181}\text{Ta}+\text{CH}^2$	39.4 MeV/A	4	calibration	-
$^{12}\text{C}+^{197}\text{Au}$	15.3 MeV/A	55	calibration	-
$^{12}\text{C}+\text{CH}^2$	15.3 MeV/A	36	calibration	-
$^{20}\text{Ne},^{16}\text{O}+^{197}\text{Au}$	15.3 MeV/A	81	calibration	-

TAB. 3.1 – Liste des systèmes mesurés lors de l'expérience e613.

pour le système $^{129}\text{Xe}+^{nat}\text{Sn}$, sont reportées dans le tableau 3.1. Plusieurs autres systèmes ont également été mesurés afin de calibrer les détecteurs.

3.2 Identification des particules chargées

3.2.1 Dans les matrices CsI(Tl) rapide-lente

Le signal en sortie des photo-multiplieurs est codé sur deux portes d'intégration afin d'obtenir une composante rapide et une composante lente. La combinaison de ces deux signaux permet de générer une matrice d'identification, dite CsI(Tl) rapide-lente, dans laquelle chaque type de particule peuple une ligne différente déterminée par sa masse et sa charge. La forme de chacune de ces lignes dépend principalement des propriétés intrinsèques du cristal, de la position des portes d'intégration, et de la réponse du photomultiplicateur.

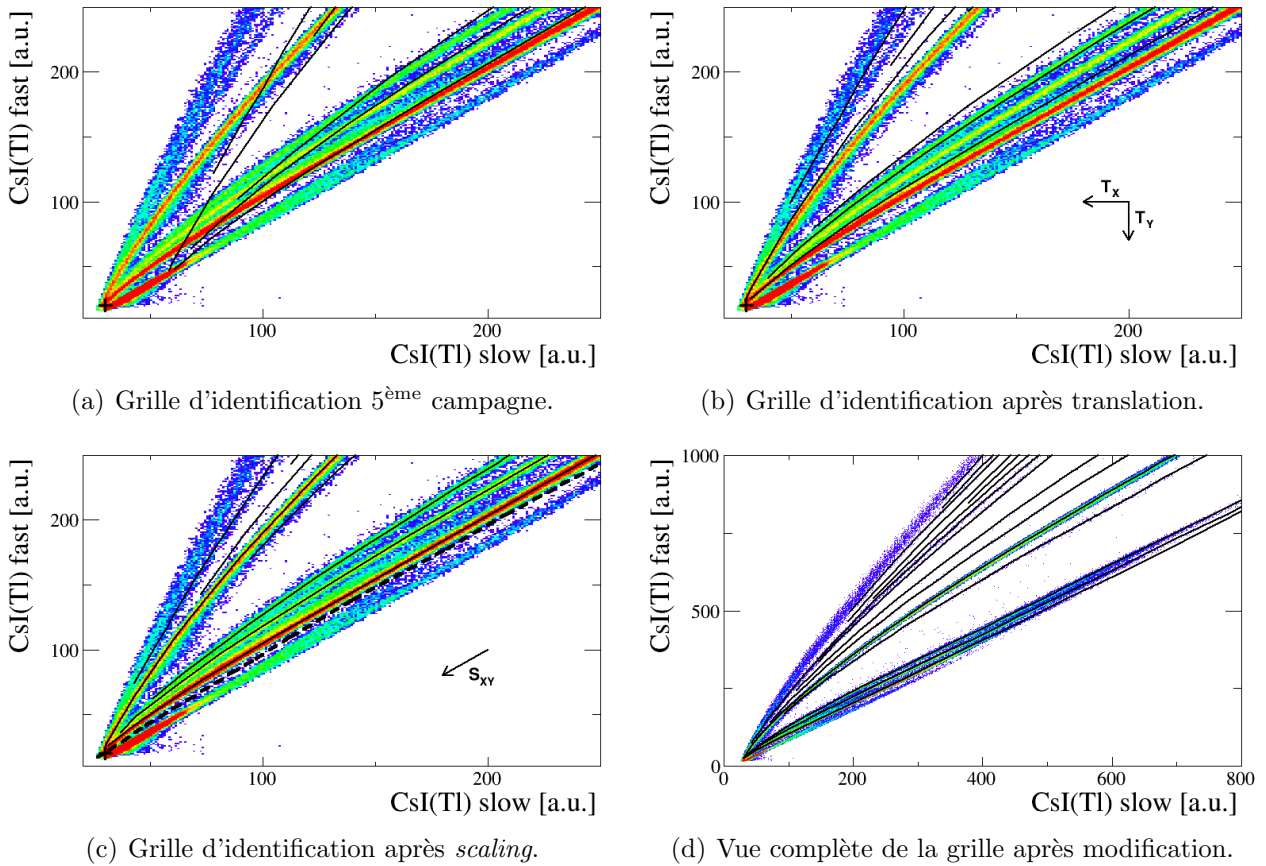


FIG. 3.1 – Illustration des différentes étapes permettant d'adapter les grilles d'identification de la 5^{ème} campagne de mesure d'INDRA sur les matrices de l'expérience e613. La croix noire en bas à gauche symbolise l'origine du *scaling*. La matrice d'identification provient du CsI(Tl)-0719 dans la réaction $^{181}\text{Ta}+^{66}\text{Zn}$ à 39 MeV/A .

Principe du recyclage des grilles. L'ensemble des grilles d'identification CsI(Tl) rapide-lente ont déjà été tracées lors de l'analyse des précédentes campagnes de mesure d'INDRA. Or la plupart des cristaux de CsI(Tl), des tubes photo-multiplieurs ainsi que des portes d'intégration n'ont pas été modifiés entre la 5^{ème} campagne et l'expérience e613. Seules la position du piedestal de chaque composante et la tension appliquée sur les photo-multiplieurs

ont été modifiées. La modification des piédestaux induit une translation globale de la matrice selon les axes rapide et lent. La tension sur les photo-multiplieurs définit quant à elle l'amplification du signal lumineux, c'est à dire le gain électronique. Ce gain est appliqué à l'ensemble du signal et modifie donc les deux composantes d'un même facteur. Or la forme des lignes dépend du rapport de l'intensité des deux composantes : un changement de tension sur les photo-multiplieurs modifie les composantes rapide et lente d'un même facteur mais ne modifie pas la forme des lignes. Les grilles d'identification tracées pour la 5^{ème} campagne ne se superposent donc pas directement sur les matrices CsI(Tl) rapide-lente de l'expérience e613 (Fig. 3.1(a)) mais peuvent, en principe, être ajustées sur les nouvelles données en leur appliquant uniquement des translations et des *scalings* globaux.

Procédure d'ajustement. La figure 3.1(a) présente un exemple de grille d'identification provenant de la 5^{ème} campagne sur une matrice CsI(Tl) rapide-lente de e613. L'ajustement des grilles a été effectué manuellement grâce à l'éditeur de grilles d'identification (voir sec. 2.1). La première étape est de corriger les changements de piédestaux en appliquant une translation selon O_x et O_y (\mathbf{T}_X et \mathbf{T}_Y dans sec. 2.1.2.1) de manière à ce que le début des lignes proton et α soit reproduit (Fig. 3.1(b)). Un *scaling* global de la grille d'identification est ensuite appliqué avec la même amplitude sur les deux composantes (\mathbf{S}_{XY} dans sec. 2.1.2.1) de manière à superposer les lignes sur les données (Fig. 3.1(c) et 3.1(d)). L'origine de cette transformation, symbolisée par une croix sur la figure 3.1(b), est positionnée au début des lignes d'identification. Cette procédure permet de superposer très rapidement la grille d'identification sur l'ensemble de la matrice (Fig. 3.1(d)). La ligne discontinue sur la figure 3.1(c) est ajoutée de manière à exclure les γ interagissant dans le CsI(Tl).

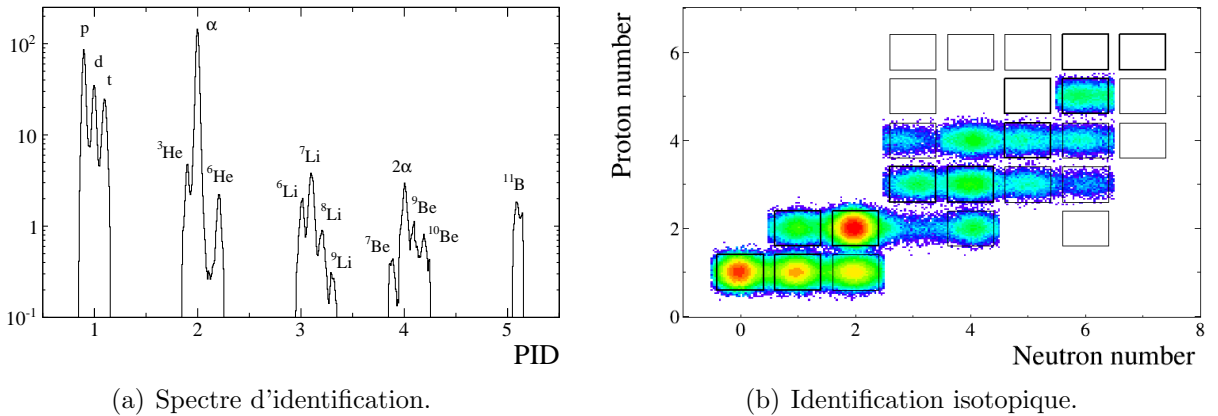
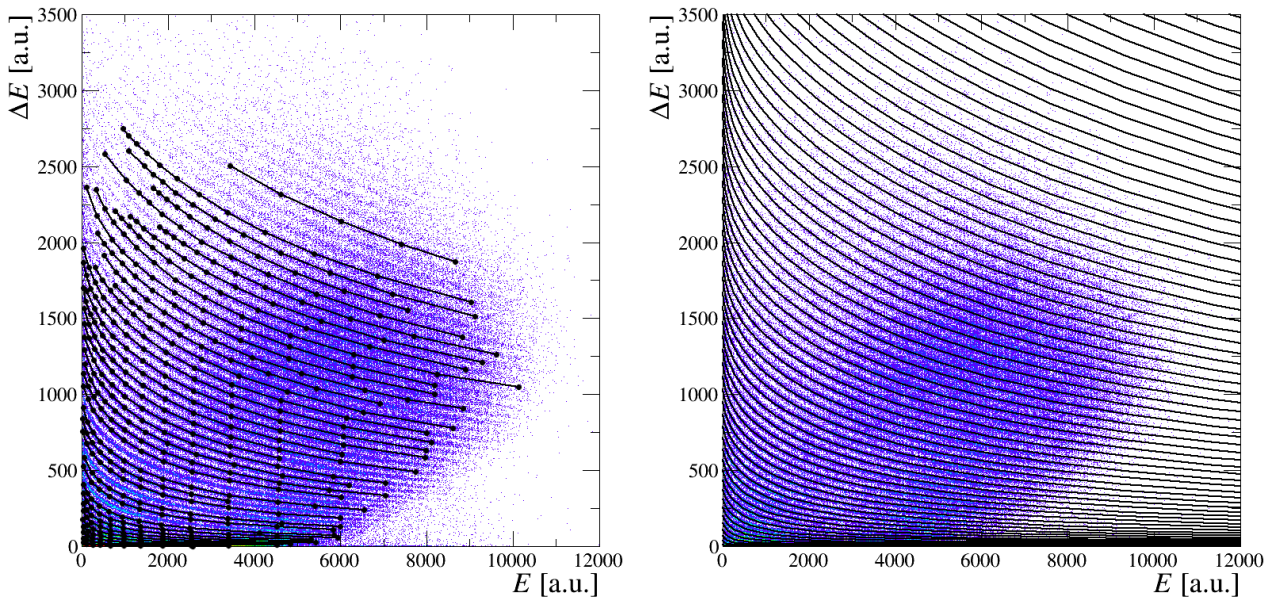


FIG. 3.2 – Identification isotopique des particules légères dans la matrice CsI(Tl) rapide-lente du CsI(Tl)-0719 dans la réaction $^{181}\text{Ta} + ^{66}\text{Zn}$ à 39 MeV/A .

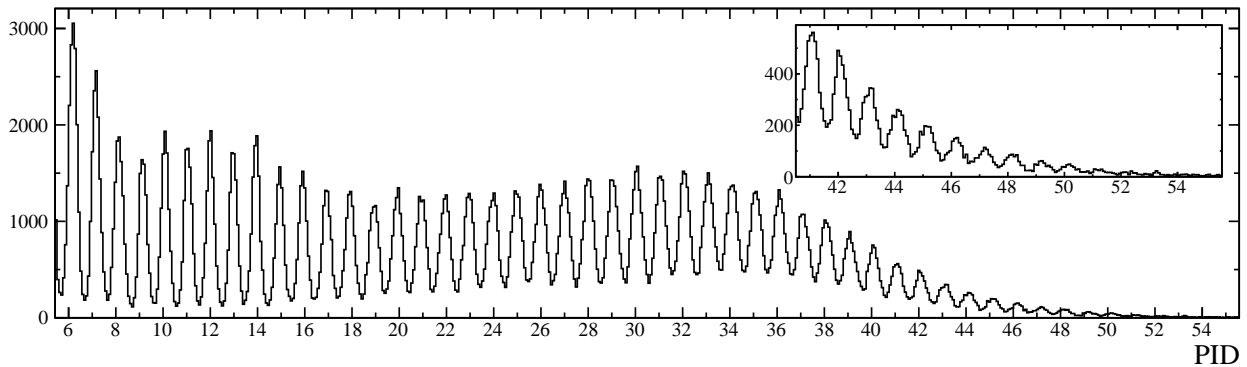
Identification isotopique. Une fois adaptée, la grille fournit une identification isotopique des fragments légers jusqu'à $Z = 4 - 5$ (Fig. 3.2). Une ligne d'identification correspondant à la détection de deux α dans le même détecteur est également ajoutée. Cette ligne est étiquetée ^8Be car l'empilement de deux α provient principalement de la décroissance de ^8Be en 2α de faible impulsion relative.

Principaux dysfonctionnements. Le gain des photo-multiplicateurs de la couronne 1 étant très faible lors de l'expérience e613, les matrices CsI(Tl) rapide-lente n'exploitent qu'une petite partie (1/5) de la gamme du codeur. De ce fait, il est impossible de discriminer les différents isotopes d'hydrogène, même en pleine résolution. On peut néanmoins espérer identifier certains isotopes plus lourds, mais ces matrices d'identification ne sont actuellement pas exploitées. Les matrices CsI(Tl) rapide-lente des couronnes 16 et 17 ainsi que les modules pairs de la couronne 15 présentent des lignes avec une courbure étrange. Cette forme est due à un problème de codeur. Des grilles d'identification ont néanmoins été tracées manuellement.



(a) Grille générée par la *Spider Identification*.

(b) Grille générée par la fonctionnelle.



(c) Spectre d'identification en charge.

FIG. 3.3 – Identification des particules chargées dans les matrices Si-CsI(Tl) en petit gain. La matrice d'identification provient du télescope Si-CsI(Tl)-0401 dans la réaction $^{181}\text{Ta} + ^{66}\text{Zn}$ à 39 MeV/A .

3.2.2 Dans les matrices Si-CsI(Tl)

Les matrices Si-CsI(Tl) sont obtenues en corrélant l'énergie perdue dans les détecteurs siliciums en canaux bruts, après soustraction du pedestal, et la lumière totale dans les scintillateurs. Cette dernière n'est pas directement mesurée mais calculée à partir des composantes rapide et lente après soustraction des pedestaux (voir sec. 3.3.2).

Identification en petit gain. Les grilles d'identification Si-CsI(Tl) en petit gain ont été produites en couplant la *Spider Identification* (voir sec. 2.2.1) à une procédure d'extrapolation (voir sec. 2.1.2.3). Une première grille d'identification est générée en utilisant la *Spider Identification*. Cette méthode permet d'extraire rapidement une partie des lignes de crête mais la grille d'identification ne couvre pas l'ensemble de la gamme en charge et en énergie (Fig. 3.3(a)). La fonctionnelle de Tassan-Got [44] est ensuite ajustée sur cette grille (voir sec. 2.1.2.3). Après extrapolation de la fonctionnelle, on obtient une grille d'identification couvrant l'ensemble de la matrice $\Delta E - E$ (Fig. 3.3(b)). Cette procédure permet d'obtenir les grilles d'identification en charge en très peu de temps. La figure 3.3(c) présente le spectre d'identification en charge obtenu en linéarisant la matrice Si-CsI(Tl) (Fig. 3.3(b)). Dans l'exemple présenté ici, la matrice Si-CsI(Tl) petit gain fournit une identification en charge des produits de réaction avec une résolution inférieure à une unité de charge jusqu'à $Z \sim 50$.

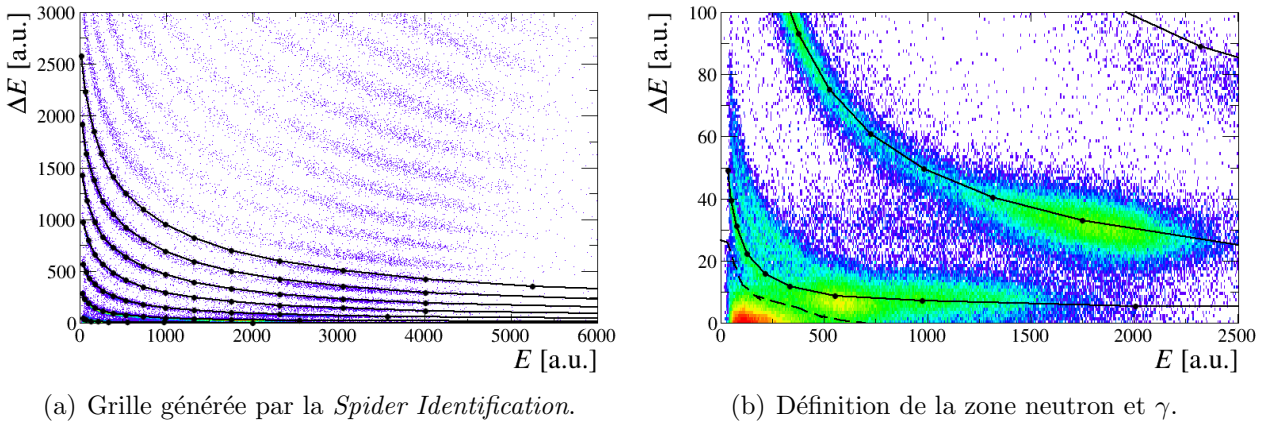
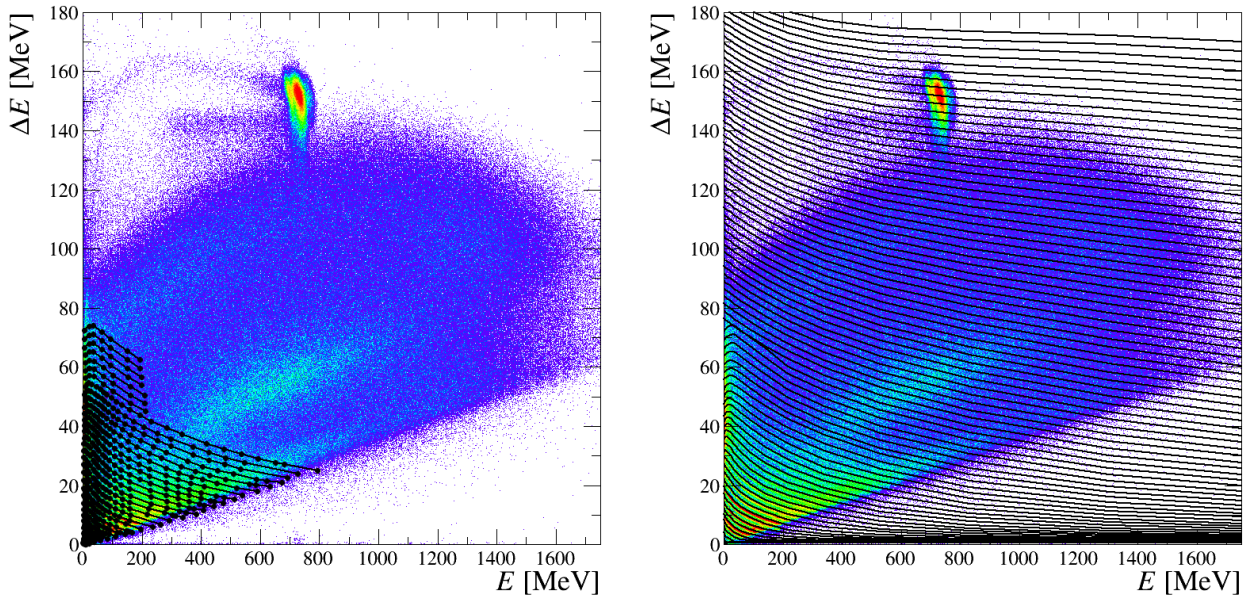


FIG. 3.4 – Identification des particules chargées et exclusion des neutrons et γ dans les matrices Si-CsI(Tl) en grand gain. La ligne discontinue sur la figure (b) représente la zone neutron et γ . La matrice d'identification provient du télescope Si-CsI(Tl)-0401 dans la réaction $^{181}\text{Ta} + ^{66}\text{Zn}$ à 39 MeV/A .

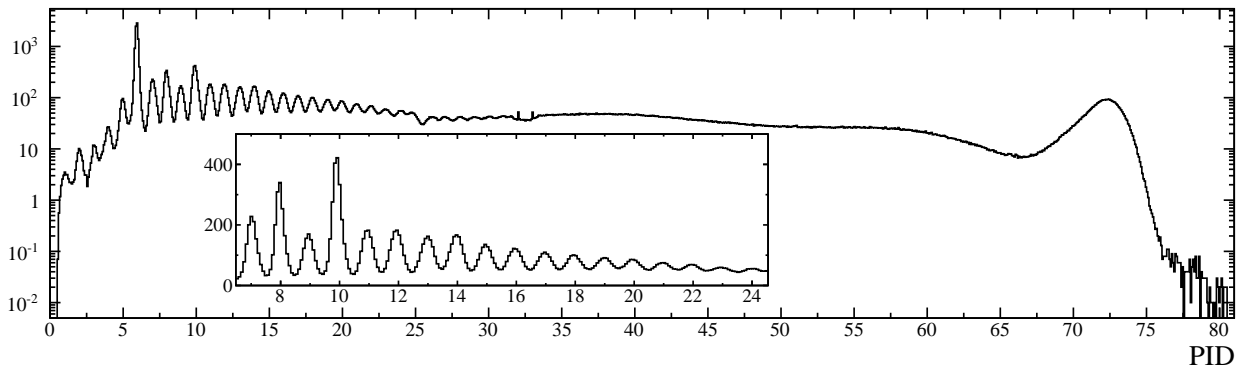
Identification en grand gain et exclusion des neutrons. Les grilles Si-CsI(Tl) en grand gain ont été directement générées en utilisant la *Spider Identification* (Fig. 3.3(a)). Elles fournissent une bonne identification en charge jusqu'à $Z \sim 4-10$ suivant les couronnes. Ces matrices permettent, en principe, de déterminer la masse des fragments légers ($Z \lesssim 5$). L'identification isotopique étant déjà obtenue avec les matrices CsI(Tl) rapide-lente, cette information sert uniquement à vérifier la cohérence de l'identification obtenue avec les deux méthodes afin d'exclure les réactions secondaires dans les cristaux de CsI(Tl). Ces réactions secondaires sont principalement induites par les neutrons qui ne déposent pas d'énergie dans le détecteur siliciums

mais peuvent interagir fortement dans le scintillateur et produire différents types de particules chargées. Dans la matrice Si-CsI(Tl), les neutrons se situent dans la zone à forte statistique en dessous de la ligne proton, proche du piedestal du silicium (Fig. 3.3(b)). Ils peuvent en revanche être faussement identifiés comme particules chargées dans la matrice CsI(Tl) rapide-lente. Pour exclure ces particules lors du traitement des données, nous avons défini un contour graphique dans les matrices Si-Csi(Tl) en grand gain (ligne discontinue sur la figure 3.3(b)). L'identification isotopique dans les matrices Si-CsI(Tl) en grand gain n'est alors plus nécessaire.



(a) Grille manuelle.

(b) Grilles fusionnées.



(c) Spectre d'identification en charge.

FIG. 3.5 – Identification des particules chargées dans les matrices ChIo-Si. La matrice d'identification correspond à la somme de tous les télescopes des couronnes 4 et 5 sur l'ensemble des *runs* de l'expérience e613 (vois Tab. 3.1).

3.2.3 Dans les matrices ChIo-Si

Les grilles d'identification ChIo-Si ont été tracées sur les matrices ChIo-Si en MeV, après calibration des détecteurs (voir sec. 3.3), ce qui nous a permis de superposer toutes les matrices correspondant à une même chambre à ionisation. Le nombre de matrices et donc le nombre de grilles à tracer est ainsi réduit à trois : couronnes 2-3, 4-5 et 6-7 (les matrices ChIo-Si des couronnes 8-9 ne sont pas exploitables en raison d'une fuite de gaz dans la ChIo). La figure 3.5(a) présente la matrice ChIo-Si des couronnes 4 et 5 sommée sur l'ensemble de l'expérience e613 (Tab. 3.1), de manière à peupler un maximum de lignes de charge.

Grilles d'identification. Une première grille d'identification partielle est tracée manuellement jusqu'à $Z \sim 25$, où les lignes de crête sont clairement identifiables (Fig. 3.5). La fonctionnelle de Tassant-Got est ensuite ajustée sur une partie de cette grille puis extrapolée jusqu'à $Z = 80$ sur toute la gamme en énergie silicium. Pour identifier une particule dans la matrice ChIo-Si, la grille manuelle est utilisée en priorité car elle est plus précise. Si la particule n'est pas identifiable avec la grille manuelle, la grille extrapolée est utilisée. Cette procédure revient à fusionner les deux grilles en mettant la priorité sur la grille manuelle (Fig. 3.5(b)). On peut ainsi identifier les fragments jusqu'à $Z \sim 80$, avec une résolution inférieure à une unité de charge pour les fragments avec $Z \lesssim 25$ (Fig. 3.5(c)).

3.3 Calibration des détecteurs

3.3.1 Chambres à ionisation et des détecteurs siliciums

La calibration des chambres à ionisation et des détecteurs siliciums se fait en trois étapes : (1) la chaîne électronique associée à chaque détecteur (préamplificateur-amplificateur-codeur) est d'abord calibrée avec un générateur d'impulsions (calibration Canal-Volt) ; (2) la conversion de l'amplitude du signal (en Volt) en énergie (en MeV) est ensuite obtenue en utilisant une source α avec trois pics d'énergie connue (calibration Volt-MeV) ; (3) le défaut d'ionisation dans les détecteurs siliciums (P.H.D) est finalement déterminé à partir de diffusions élastiques d'ions lourds. Les défauts d'ionisation n'ayant pas encore été déterminés pour l'expérience e613, seules les deux premières étapes sont détaillées dans cette section.

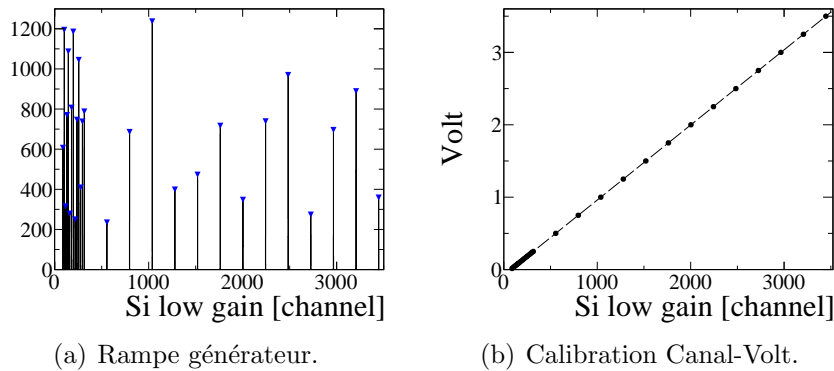


FIG. 3.6 – Calibration de la chaîne électronique du Si-0719.

Calibration Canal-Volt. La relation entre l'amplitude du signal en Volt (V) et le canal du codeur (C) utilisée est de la forme :

$$V(C) = a_0 + a_1 \times C + a_2 \times C^2, \quad (3.1)$$

où a_0 est le piédestal du codeur, a_1 le gain de l'amplificateur, et a_2 reflète la légère non-linéarité de la chaîne électronique. Les valeurs de ces paramètres sont déterminées à l'aide d'un générateur d'impulsions directement connecté aux pré-amplificateurs. La position des pics induits par ces impulsions est repérée automatiquement (Fig.3.6(a)) puis associée à l'amplitude du générateur correspondante (Fig.3.6(b)). L'ajustement de l'équation (3.1) sur la corrélation entre l'amplitude en Volt et la réponse de la chaîne électronique en canaux (Fig.3.6(b)) permet de déterminer les valeurs de a_0 , a_1 , a_2 .

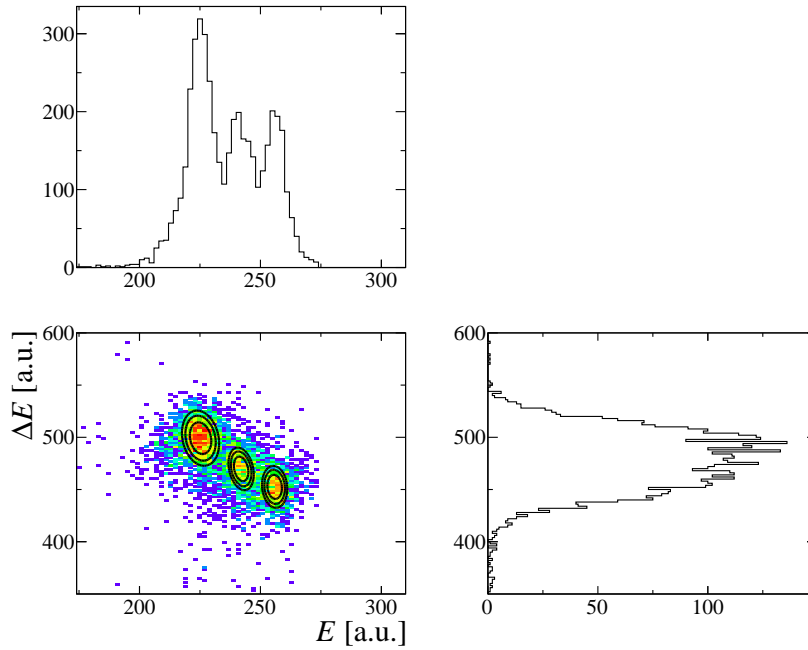


FIG. 3.7 – Extraction de la position des pics alpha dans la matrice ChIo-Si-0404.

Calibration Volt-MeV. L'amplitude du signal en Volt est supposée dépendre linéairement de l'énergie déposée par la particule dans le détecteur :

$$E(C) = b_0 \times V(C), \quad (3.2)$$

La valeur de b_0 est obtenue en utilisant une source α . La position de chaque pic α est déterminée en ajustant une distribution gaussienne à deux dimensions orientée dans les matrices ChIo-Si (Fig. 3.7). Cette méthode permet dans la plupart des cas d'extraire les trois pics même dans les chambres à ionisation, ce qui n'est pas possible en considérant uniquement la projection sur l'axe ΔE (Fig. 3.7).

3.3.2 Scintillateurs

L'intensité du signal lumineux induit par le passage d'une particule chargée dans un scintillateur CsI(Tl) ne dépend pas linéairement de l'énergie de cette particule. De plus, la réponse lumineuse dépend de la nature de la particule (Z et A). Si cette propriété permet d'obtenir la résolution isotopique des particules légères, elle complique considérablement la calibration des CsI(Tl).

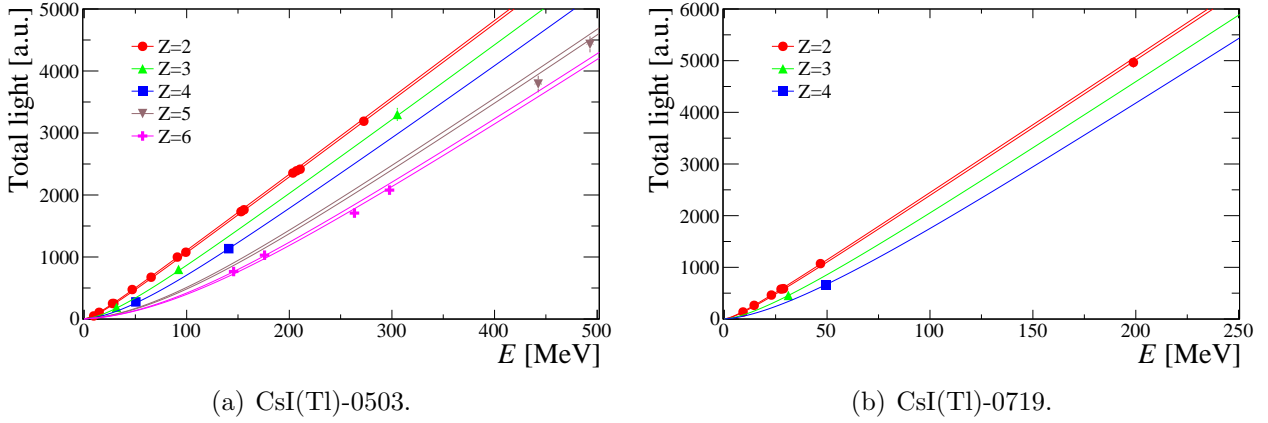


FIG. 3.8 – Exemples de calibration des CsI(Tl) avec les diffusions élastiques du faisceau “cocktail” effectuées pour la cinquième campagne de mesure d’INDRA.

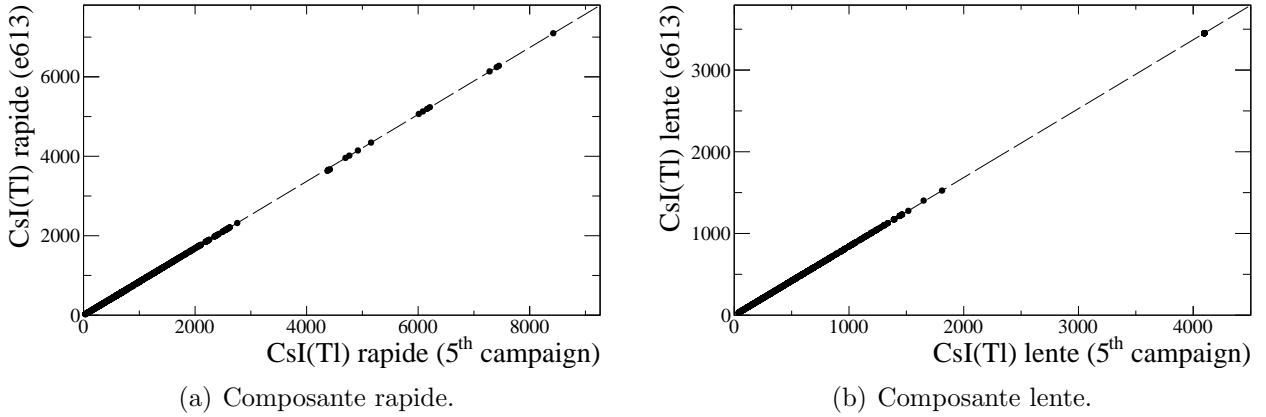


FIG. 3.9 – Comparaison des grilles d’identification de la cinquième campagne et de l’expérience e613 pour le CsI(Tl)-0719.

Procédure de calibration “classique”. La relation entre la lumière totale (L) et l'énergie (E_0) déposée dans un scintillateur CsI(Tl) par une particule (Z , A) peut être approximée par :

$$L(E_0) = a_1 \left\{ E_0 \left[1 - a_2 \frac{AZ^2}{E_0} \ln \left(1 + \frac{1}{a_2 AZ^2 / E_0} \right) \right] + \frac{a_4 a_2 AZ^2}{1 + e^{(E_\delta - E_0)/8A}} \ln \left(\frac{E_0 + a_2 AZ^2}{E_\delta + a_2 AZ^2} \right) - \frac{a_4 a_2 AZ^2}{1 + e^{E_\delta/8A}} \ln \left(\frac{a_2 AZ^2}{E_\delta + a_2 AZ^2} \right) \right\}, \quad (3.3)$$

où a_1 reflète le gain du photo-multiplicateur alors que les paramètres a_2 , a_4 , et E_δ dépendent des propriétés du cristal [51]. Ces paramètres sont traditionnellement déterminés en ajustant l'équation (3.3) sur des points de calibration obtenus par diffusion élastique d'un faisceau "cocktail" sur une cible d'or. Les CsI(Tl) de la cinquième campagne ont été calibrés en utilisant cette procédure (Fig. 3.8).

Utilisation des grilles d'identification. Le faisceau "cocktail" n'étant pas disponible lors de l'expérience e613, il a été nécessaire de trouver une méthode alternative pour calibrer les CsI(Tl). Cette méthode nous a été inspirée par la procédure de recalage utilisée pour générer les grilles d'identification CsI(Tl) rapide-lente. Les grilles d'identification de la cinquième campagne ont pu être superposées sur les matrices e613 en appliquant deux types de transformations à l'ensemble des lignes de chaque grille : des translations selon les axes rapide et lent et un *scaling* identique suivant les deux axes. L'amplitude de ce *scaling* (s_{xy}) reflète le rapport entre le gain du photo-multiplicateur lors de la cinquième campagne et lors de l'expérience e613. La valeur de s_{xy} est recalculée à partir de la corrélation, point par point, de la composante rapide ou lente de la grille e613 et de la grille de la cinquième campagne (Fig. 3.9). Connaissant s_{xy} , on détermine le facteur de gain $a_1(\text{e613}) = s_{xy} \times a_1(\text{5}^{\text{ème}} \text{ campagne})$. Les autres paramètres étant caractéristiques de la chaîne détecteur-PM-codeur qui n'a pas été modifiée entre les deux expériences, restent constants.

3.4 Conclusion

L'identification des particules chargées est donc disponible pour l'ensemble du détecteur INDRA. Une calibration préliminaire a été effectuée. Cette calibration doit maintenant être vérifiée et améliorée notamment en exploitant les faisceaux de calibration (Tab. 3.1). L'état actuel des données va néanmoins nous permettre de faire une comparaison préliminaire entre le degré de fragmentation atteint dans les collisions centrales symétriques de $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ et asymétriques de $^{181}\text{Ta} + ^{66}\text{Zn}$. Cette analyse sera présentée dans le chapitre 7.

Deuxième partie

De la fission à la multifragmentation

Chapitre 4

Séquence et temps de fission

À faible énergie incidente, c'est à dire lorsque l'énergie disponible dans la réaction est comparable à la barrière Coulombienne, la désexcitation des noyaux formés par fusion entre le projectile et la cible est gouvernée par la compétition entre la fission et l'évaporation de particules légères (Fig.4.1). Lorsque l'énergie disponible dans la réaction devient comparable à l'énergie de liaison d'un noyau, on entre dans le régime des énergies de Fermi où le principal mécanisme de désexcitation est la multifragmentation (Fig.4.1).

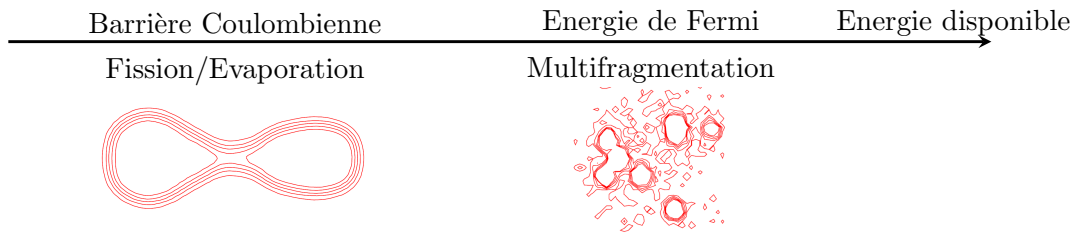


FIG. 4.1 – Représentation schématique des mécanismes de désexcitation sur une échelle en énergie disponible dans les collisions d'ions lourds. Les illustrations sont issues d'un calcul de champ moyen dynamique avec appariement (TDHF+BCS) pour la fission [52] et d'un calcul de champ moyen stochastique (SMF) pour la multifragmentation [5].

Ces deux régions en énergie ont fait l'objet de nombreuses études lors de ces dernières années, tant d'un point de vue expérimental que théorique. En revanche, pour des énergies de bombardement de l'ordre de 10 – 20 MeV/A, c'est à dire bien au dessus de la barrière Coulombienne mais en dessous de l'énergie de Fermi, il y a beaucoup moins de mesure exclusive, notamment lorsque plus de deux fragments lourds sont présents en voie de sortie [53–55]. Dans cette gamme en énergie, différents mécanismes de réaction sont attendus et peuvent conduire à la production de plusieurs fragments lourds. En détectant l'ensemble de ces fragments en coïncidence et en corrélant leur charges, leur énergies, et leur impulsions, on peut être en mesure de mieux comprendre les mécanismes de réaction et de désexcitation sous-jacents.

La figure 4.2 présente l'évolution de la probabilité de production de différentes voies de sortie, dans les collisions centrales de $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ mesurées avec INDRA, en fonction de l'énergie incidente [56]. À une énergie incidente de 8 MeV/A, les événements avec deux fragments lourds en voie de sortie représentent la quasi-totalité de la section efficace (Fig.4.2). À partir de

12 MeV/A, la probabilité de produire trois fragments lourds devient importante et dépasse celle de produire deux fragments au-delà de 18 MeV/A (Fig.4.2). Le mécanisme de désexcitation responsable de ces événements à trois fragments n'est pas clairement établi : Est-ce la continuité de la fission observée à plus basse énergie ou le précurseur de la multifragmentation de haute énergie ? Seule une caractérisation dynamique de ces événements peut permettre de répondre à cette question. L'estimation de l'échelle de temps mise en jeu permettrait de discriminer une séquence de deux fissions successives d'une fragmentation simultanée. Ce type d'informations est très important afin de construire des modèles de réactions prédictifs dans cette gamme en énergie.

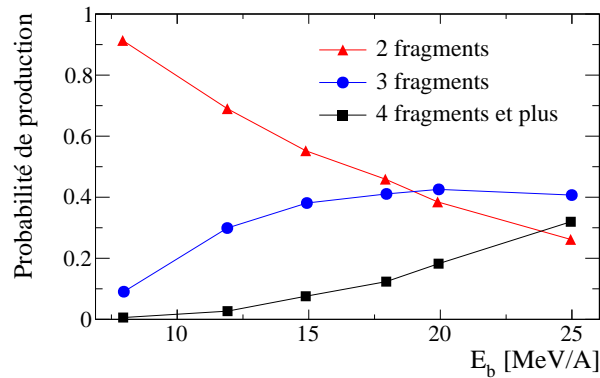


FIG. 4.2 – Évolution de la probabilité de production des différentes voies de sortie avec 2 fragments, 3 fragments, ou 4 fragments et plus, en fonction de l'énergie de bombardement dans les collisions centrales de $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ [56].

Plusieurs méthodes expérimentales ont été proposées pour estimer des échelles de temps dans les collisions périphériques [54, 57, 58]. Elles ont été récemment utilisées pour explorer l'équilibration d'isospin entre les noyaux projectile et cible [59–62], mais ne sont pas adaptées pour les collisions centrales, où les fragments proviennent de la désexcitation d'un noyau composé. Dans le cas des collisions centrales, les fonctions de corrélations construites avec deux fragments lourds ont également été utilisées pour mesurer des échelles de temps de multifragmentation [11, 13, 63–65] mais les propriétés extraites sont toujours affectées par des ambiguïtés spatio-temporelles. De plus, des distorsions de la forme des fonctions de corrélations induites par les lois de conservation (énergie et impulsion) [66], le mouvement collectif ou des effets liés à l'orientation du plan de réaction [67, 68], bien que faibles voir négligeables lors d'étude menées sur des particules légères, peuvent devenir importantes dans le cas de corrélations entre fragments lourds [64].

Nous avons donc développé une nouvelle technique de chronométrie, basée sur les effets de proximité coulombienne observés dans l'état final. Cette méthode est utilisée pour estimer l'échelle de temps du processus de formation de trois fragments lourds dans la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ aux énergies incidentes de $E_b = 8, 12, 15, 18, 20,$ et 25 MeV/A mesurées avec INDRA.

4.1 Détails expérimentaux

Les données analysées dans ce chapitre concernent la réaction $^{129}\text{Xe}+^{nat}\text{Sn}$ à 8, 12, 15, 18, 20, et 25 MeV/A. Ces données sont issues de la cinquième campagne de mesure d'INDRA réalisée au GANIL.

4.1.1 Production du faisceau de ^{129}Xe de 8 MeV/A à 25 MeV/A

Le faisceau de ^{129}Xe à 25 MeV/A, déjà utilisé lors de la première campagne d'INDRA, a été produit directement par les deux cyclotrons du GANIL, CSS1 et CSS2 (Fig. 1.2). La combinaison de CSS1 et CSS2 ne permet pas de produire de faisceaux de xenon entre ~ 10 et 20 MeV/A. Les faisceaux de 8 à 20 MeV/A ont donc été obtenus à partir d'un faisceau de ^{129}Xe à 27 MeV/A, ralenti à l'aide d'un dégradeur positionné à la sortie du dernier cyclotron. Ce dégradeur est constitué d'une cible épaisse de carbone (32.8 ou 41.6 mg/cm²) qui est inclinée pour modifier son épaisseur effective.

	8 MeV/A								
État de charge Q	40	41	42	43	44	45	46	47	48
E_Q (en MeV/A)	6.34	6.66	6.99	7.33	7.67	8.02	8.38	8.75	9.12
	12 MeV/A			15 MeV/A			20 MeV/A		
État de charge Q	47	48	49	48	49	50	49	50	51
E_Q (en MeV/A)	11.51	12.00	12.51	14.41	15.07	15.64	19.24	20.03	20.83

TAB. 4.1 – Exemples des différents états de charge du faisceau de ^{129}Xe ralenti par le dégradeur après sélection en $B\rho$ par le spectromètre α , ainsi que les énergies associées. L'état de charge le plus probable est indiqué en caractères gras.

Après le passage dans le dégradeur, l'énergie et la pureté du faisceau sont assurées par le spectromètre α (Fig. 1.2) dont la rigidité magnétique ($B\rho$) a été optimisée pour chaque énergie. Malgré la sélection en $B\rho$, trois états de charge sont transmis pour les énergies de 12 à 20 MeV/A (Tab. 4.1). Un état de charge est cependant systématiquement beaucoup plus probable que les autres (en caractères gras dans le Tab. 4.1). En revanche, on peut identifier plus d'une dizaine d'états de charge à $E_b = 8$ MeV/A. L'incertitude induite sur la valeur moyenne de l'énergie incidente est de $\delta E = 0.5(0.2)$ MeV/A à $E_b = 8(12)$ MeV/A. Une fois le $B\rho$ du faisceau sélectionnée à l'aide du spectromètre α , le faisceau est dirigé vers la salle D5 où se trouve le détecteur INDRA (voir chap. 1.1).

4.1.2 Sélection des événements d'intérêt

On s'intéresse dans cette analyse aux collisions les plus centrales, qui donnent lieu à la production de trois fragments lourds en voie de sortie. Les méthodes développées au sein de la collaboration INDRA permettant de sélectionner un tel lot d'événements sont nombreuses et parfois complexes. Nous avons opté ici pour une méthode de sélection très simple. Il est important de rappeler que nous étudions dans ce chapitre des réactions où l'énergie disponible est faible par rapport aux précédents travaux de la collaboration. Nous allons voir que le simple fait de considérer les événements avec trois fragments en voie de sortie est presque suffisant pour isoler une partie des collisions les plus centrales.

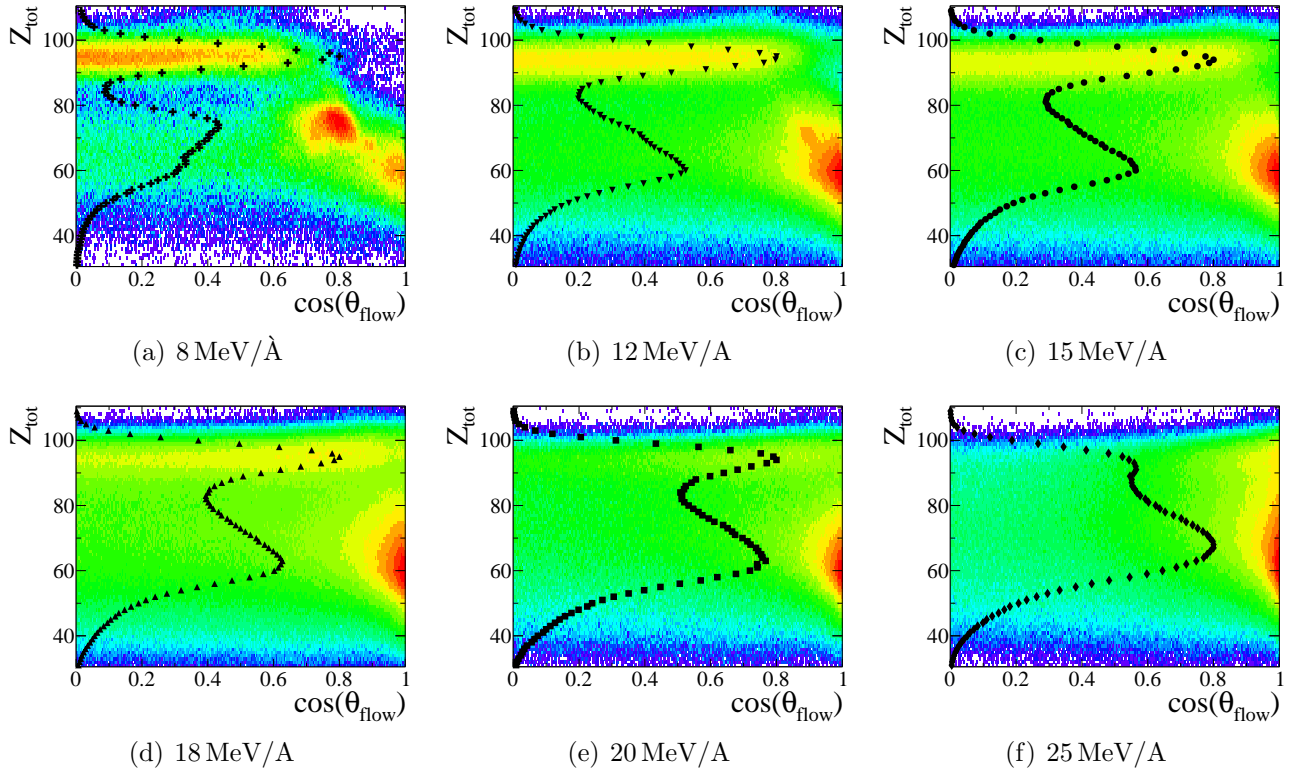


FIG. 4.3 – Événements avec au moins deux fragments lourds détectés ($M_{Z>10} > 1$) : (niveaux de couleurs) corrélation entre la charge totale détectée (Z_{tot}) et le cosinus de l’angle de flot ($\cos(\theta_{\text{flow}})$); (symboles) distribution de Z_{tot} .

Choix des observables. Pour caractériser globalement les événements, on choisit de considérer la charge totale détectée dans chaque événement (Z_{tot}) et le cosinus de l’angle de flot ($\cos(\theta_{\text{flow}})$). Z_{tot} reflète la qualité de la détection de l’évènement, et dépend fortement de la géométrie de la collision dans la gamme d’énergie incidente que l’on considère. En effet, dans les collisions périphériques, l’énergie transférée par le projectile à la cible est trop faible pour que celle-ci soit détectée. La charge totale détectée est donc proche de la charge du projectile ($Z_{\text{tot}} \sim Z_{\text{Xe}} = 54$). En revanche, dans les collisions les plus centrales, l’énergie incidente est largement dissipée, ce qui nous permet de détecter l’ensemble des nucléons du système ($Z_{\text{tot}} \sim Z_{\text{Xe+Sn}} = 104$). L’angle de flot caractérise quant à lui l’orientation globale de l’évènement par rapport à l’axe du faisceau (voir annexe A). Pour un ensemble d’évènements, la distribution de $\cos(\theta_{\text{flow}})$ reflète la mémoire de la voie d’entrée. Une distribution plate de $\cos(\theta_{\text{flow}})$ est obtenue quand les fragments sont émis de manière isotrope par un système ayant perdu toute mémoire de la voie d’entrée. Plus la distribution est piquée vers de grandes valeurs de $\cos(\theta_{\text{flow}})$, plus la mémoire de la voie d’entrée est forte.

Caractéristiques globales. La figure 4.3 présente la distribution de la charge totale détectée, ainsi que la corrélation entre Z_{tot} et $\cos(\theta_{\text{flow}})$, et ce, pour les événements avec au moins deux fragments lourds détectés ($M_{Z>10} > 1$). Quelle que soit l’énergie incidente, la distribution de Z_{tot} présente deux composantes. La première composante, centrée sur $Z_{\text{tot}} \sim 60$, correspond à des valeurs de $\cos(\theta_{\text{flow}})$ proches de 1. Ces événements ont donc gardé une très forte mémoire

de la voie d'entrée ce qui est caractéristique des collisions les plus périphériques. La deuxième composante, centrée sur $Z_{\text{tot}} \sim 95$, couvre l'intégralité de la gamme en $\cos(\theta_{\text{flow}})$, ce qui indique que la mémoire de la voie d'entrée est au moins partiellement perdue. Ces événements ont toutes les caractéristiques de collisions centrales avec fusion incomplète entre le projectile et la cible.

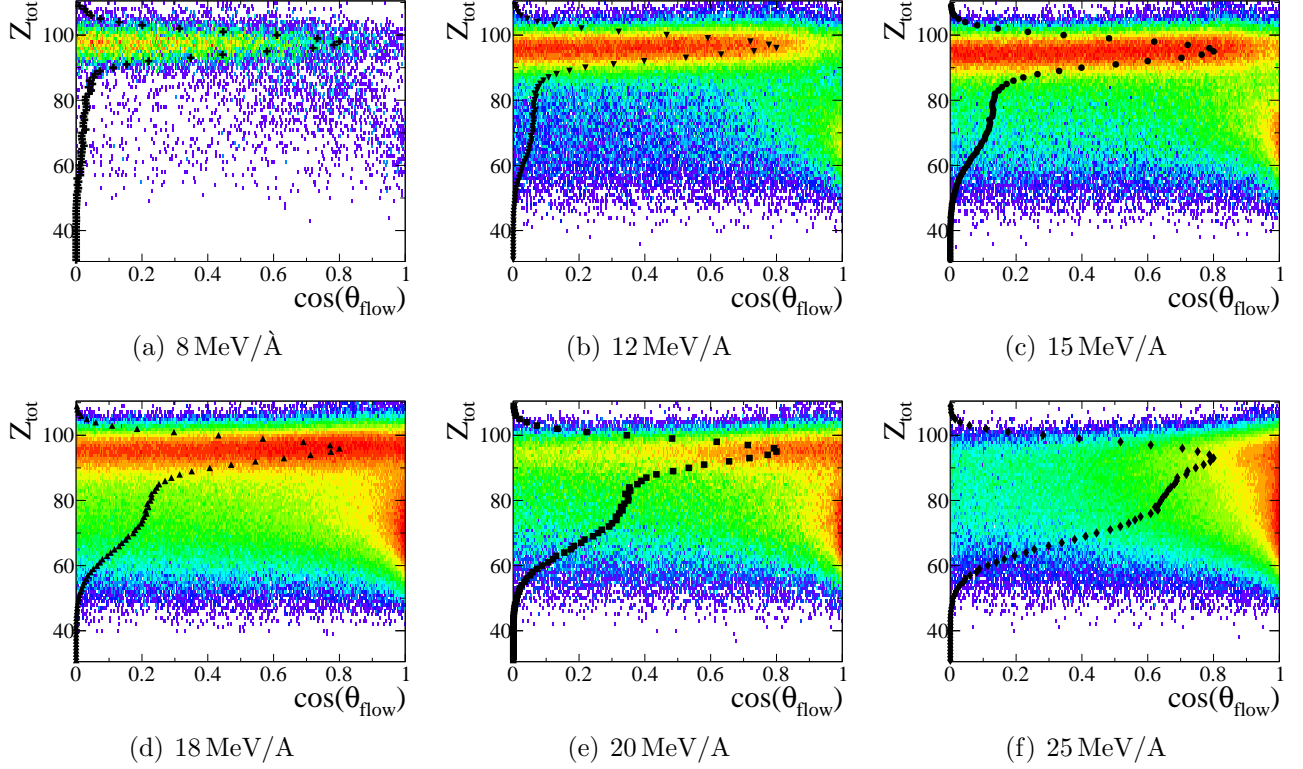


FIG. 4.4 – Événements avec trois fragments lourds détectés ($M_{Z>10} = 3$) : (niveaux de couleurs) corrélation entre la charge totale détectée (Z_{tot}) et le cosinus de l'angle de flot ($\cos(\theta_{\text{flow}})$); et (symboles) distribution de Z_{tot} .

Sélection de la voie de sortie. On s'intéresse maintenant aux événements avec trois fragments lourds en voie de sortie ($M_{Z>10} = 3$). La figure 4.4 présente la distribution de la charge totale détectée, ainsi que la corrélation entre Z_{tot} et $\cos(\theta_{\text{flow}})$ pour ces événements. La sélection de la voie de sortie à trois fragments lourds fait quasiment disparaître les événements mal détectés de 8 à 15 MeV/A, et fait nettement ressortir la composante quasi-isotrope centrée sur $Z_{\text{tot}} \sim 95$ à 18 et 20 MeV/A. À 25 MeV/A, cette composante n'apparaît pas clairement sur la corrélation mais la forte accumulation d'événements avec $Z_{\text{tot}} < 80$ et $\cos(\theta_{\text{flow}}) \sim 1$ observée sur la figure 4.3(f) est largement réduite sur la figure 4.4(f).

Sélection des collisions centrales. Pour isoler un lot de collisions centrales, il semble donc raisonnable de faire une coupure dans la distribution de Z_{tot} . On choisit de sélectionner les événements avec $Z_{\text{tot}} > 90$, quelle que soit l'énergie incidente. La figure 4.5 présente l'effet de cette coupure sur la distribution du cosinus de l'angle de flot. À 8 et 12 MeV/A, la forme de

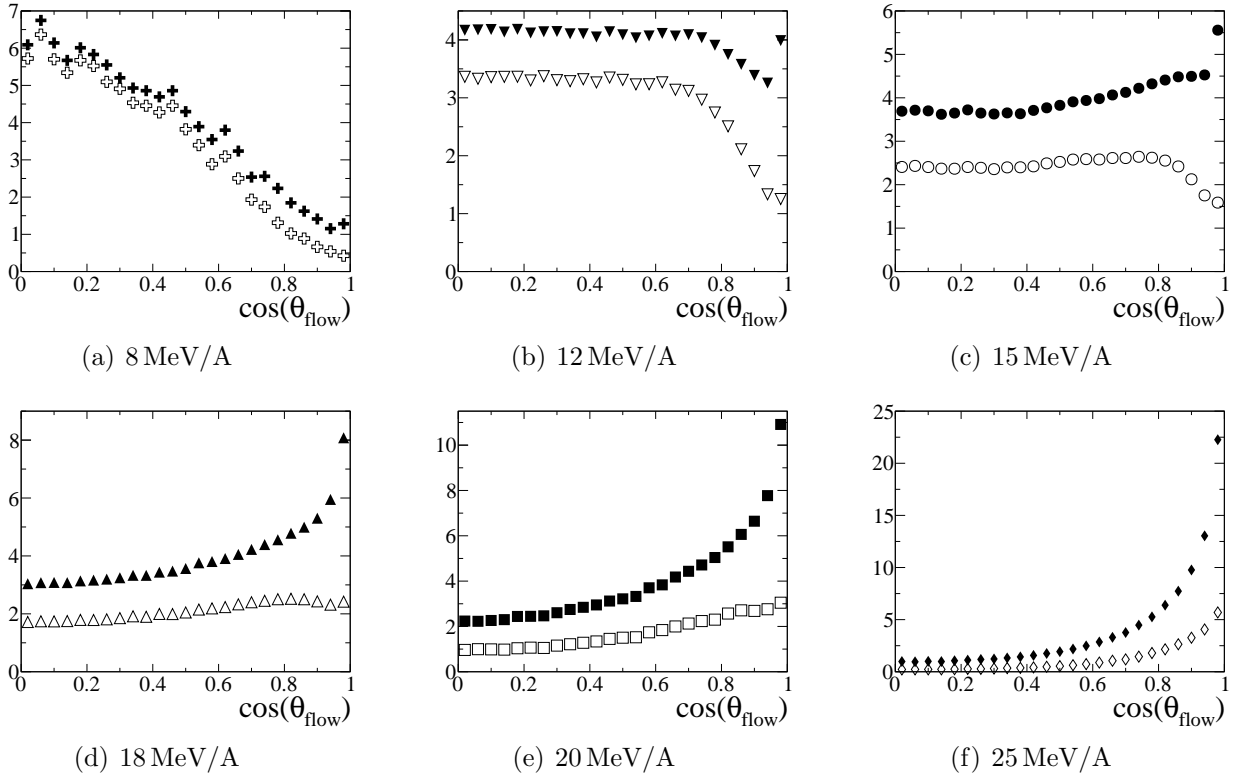


FIG. 4.5 – Distribution du cosinus de l’angle de flot ($\cos(\theta_{\text{flow}})$) pour les événements avec seulement trois fragments lourds détectés ($M_{Z>10} = 3$ et $M_{Z>3} = 3$) : avant (symboles pleins) et après (symboles ouverts) la sélection en complétude ($Z_{\text{tot}} > 90$).

la distribution de $\cos(\theta_{\text{flow}})$ est peu modifiée par la sélection en complétude (Fig. 4.5(a–b)). Elles présentent un minimum à $\cos(\theta_{\text{flow}}) \sim 1$ qui est due à la faible efficacité de détection des événements alignés le long de l’axe du faisceau lorsque l’énergie d’entraînement du centre de masse est faible. À 15, 18, et 20 MeV/A, la coupure en Z_{tot} a pour effet d’aplatir largement les distributions (Fig. 4.5(c–e)). À 25 MeV/A, la coupure en Z_{tot} réduit de manière significative le nombre d’événements proche de $\cos(\theta_{\text{flow}}) \sim 1$ mais la distribution reste fortement piquée aux petites valeurs de θ_{flow} (Fig. 4.5(f)), ce qui peut traduire la présence d’un fort moment angulaire. Pour simplifier la suite de l’analyse, on rejette les événements contenant des fragments de masse intermédiaire en plus des trois fragments lourds, ce qui revient à imposer $M_{Z>10} = M_{Z>3} = 3$.

	$(M_{\text{tot}} \geq M_{\text{trig}})$	$(M_{Z>10} > 1)$	$(M_{Z>10} = M_{Z>3} = 3)$	$(Z_{\text{tot}} > 90)$
8 MeV/A	1982741	355296 (17.9%)	14121 (0.7%)	12215 (0.6%)
12 MeV/A	8811857	1656580 (18.8%)	165502 (1.9%)	118696 (1.3%)
15 MeV/A	6975843	1722696 (24.7%)	192552 (2.7%)	104076 (1.5%)
18 MeV/A	10643704	3158163 (29.7%)	321975 (3.0%)	140984 (1.3%)
20 MeV/A	3344086	939762 (28.1%)	83799 (2.5%)	26317 (0.8%)
25 MeV/A	5248877	1403920 (26.7%)	78608 (1.5%)	11864 (0.2%)

TAB. 4.2 – Effet des différentes étapes de sélection sur le nombre d’événements.

Effet de la sélection. Le tableau 4.2 présente l'évolution du nombre d'événements après les différentes étapes de sélection.

4.1.3 Particules légères détectées en coïncidence

La production des fragments lourds est accompagnée par l'émission de particules légères ($Z \leq 2$). La figure 4.6(a) présente la distribution du nombre de protons détectés en coïncidence avec les trois fragments aux différentes énergies incidentes. Plus l'énergie augmente, plus la valeur moyenne et la largeur de cette distribution augmentent. La figure 4.6(b) présente l'évolution de la multiplicité moyenne de particules légères (p, d, t, α , ^3He , et ^6He) en fonction de l'énergie incidente. Quel que soit le type de particules considéré, la multiplicité moyenne augmente presque linéairement avec l'énergie incidente (Fig. 4.6(b)).

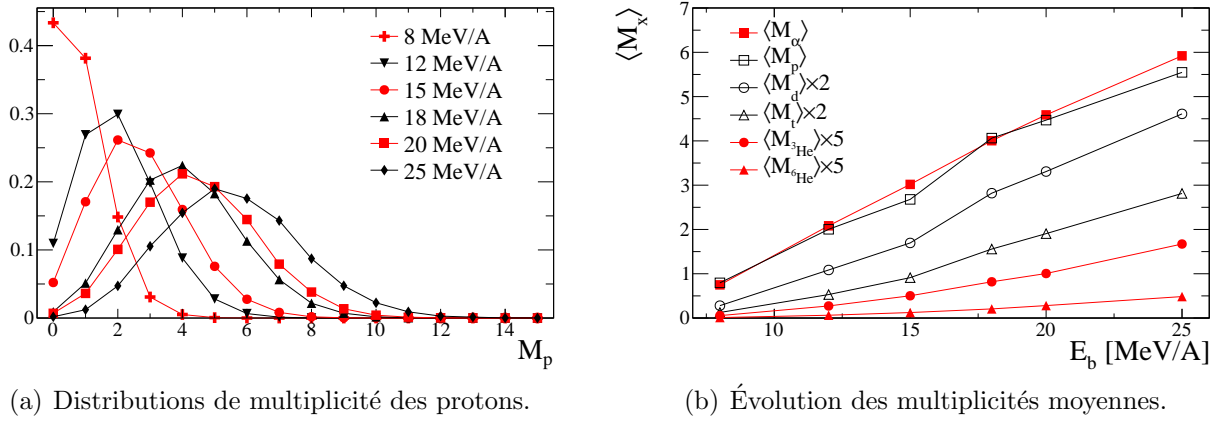


FIG. 4.6 – Propriétés des particules légères émises en coïncidence avec les trois fragments lourds.

Ces particules peuvent avoir plusieurs origines : émission de pré-équilibre, évaporation par la source de fusion incomplète, ou évaporation par les fragments secondaires. La topologie de l'émission de ces particules peut également nous renseigner sur le mécanisme de production des fragments. Nous allons montrer dans le chapitre 5 que la détermination expérimentale de la séquence d'émission des particules légères peut permettre d'estimer l'échelle de temps absolue du mécanisme de désexcitation.

4.2 Évolution qualitative du mécanisme de désexcitation

Nous allons tout d'abord essayer de révéler la nature séquentielle ou simultanée du mécanisme de désexcitation de manière qualitative en adaptant une méthode proposée par G. Bizard [69].

Méthode de Bizard. Si les fragments sont produits lors de deux cassures successives, trois séquences doivent être considérées. Par exemple, dans la séquence 1, la première cassure produit Z_1 et un autre noyau qui se divise, par la suite, en Z_2 et Z_3 . Les séquences 2 et 3 peuvent être déduites par permutations circulaires. Afin de tester la compatibilité d'un évènement avec la

séquence i , les vitesses relatives expérimentales sont comparées à celles attendues pour deux fissions successives. Pour chaque évènement nous calculons les trois quantités suivantes :

$$P_i = (v_{i(jk)}^{exp} - v_{i(jk)}^{viola})^2 + (v_{jk}^{exp} - v_{jk}^{viola})^2, \quad (4.1)$$

où $i = 1, 2, 3$; $v_{\alpha\beta}^{exp}$ est la vitesse relative entre les fragments α et β mesurée expérimentalement ; et $v_{\alpha\beta}^{viola}$ la vitesse relative attendue pour une fission, déduite de la systématique de Viola [70], généralisée pour traiter également les fissions asymétriques [71] :

$$v_{\alpha\beta}^{viola} = \sqrt{\frac{2}{\mu} \left(\frac{0,755 \cdot Z_\alpha Z_\beta}{A_\alpha^{1/3} + A_\beta^{1/3}} + 7,3 \text{ MeV} \right)}. \quad (4.2)$$

Le premier (deuxième) terme de l'équation (4.1) se réfère à la première (deuxième) cassure. Plus la valeur de P_i est faible, plus la probabilité que l'évènement ait été produit par la séquence i est grande. Les trois valeurs de P_i sont calculées pour chaque évènement et stockées dans un diagramme de Dalitz (Fig.4.7). Dans ce diagramme, la distance de chaque point aux arrêtes du triangle reflète les valeurs relatives de P_1 , P_2 , et P_3 . Cette représentation nous permet de distinguer plusieurs classes d'évènements. Les évènements de fission séquentielle donnent une valeur de P_i très inférieure aux deux autres et sont proches des arrêtes du triangle. Pour les évènements de cassure simultanée, les trois valeurs de P_i doivent être du même ordre de grandeur. Ces évènements doivent donc se trouver proches du centre du diagramme.

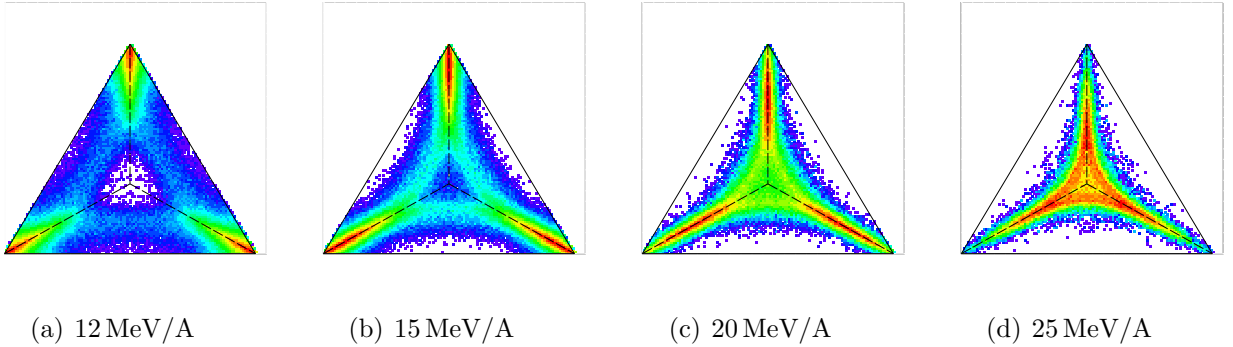


FIG. 4.7 – Diagramme de Dalitz de P_i (voir texte) pour les collisions centrales de $^{129}\text{Xe} + ^{nat}\text{Sn}$ à différentes énergies de bombardement.

De séquentiel à simultané. À 12 MeV/A (Fig.4.7(a)), les évènements peuplent majoritairement trois branches parallèles aux arrêtes du diagramme, et il y a peu d'évènement proche du centre. Les fortes accumulations d'évènements dans les angles correspondent à des configurations cinématiques particulières où deux séquences ne peuvent pas être distinguées ($P_i \sim P_j \ll P_k$). En conséquence, à cette énergie les fragments sont produits majoritairement par deux cassures successives. Lorsque l'énergie du faisceau augmente (Fig.4.7(b-d)), les trois branches sont toujours présentes mais se rapprochent de plus en plus du centre du diagramme. La production des fragments est donc de moins en moins séquentielle. En d'autres termes, lorsque l'énergie disponible augmente, le mécanisme de désexcitation semble évoluer continûment de deux cassures successives vers une fragmentation quasi-simultanée.

4.3 Evolution de l'échelle de temps par chronométrie Coulombienne

Afin de quantifier l'évolution du mécanisme de désexcitation observée qualitativement dans la section précédente, il est nécessaire d'estimer expérimentalement l'intervalle de temps séparant les deux cassures (δt). Dans cette section, nous allons présenter les différentes étapes de la méthode de chronométrie Coulombienne, développée durant cette thèse.

4.3.1 Séquences de cassures

La première étape de cette méthode est de déterminer la séquence de cassure, c'est à dire l'ordre de production des fragments.

Méthode. Partons de l'hypothèse que les fragments sont produits de manière séquentielle, ce qui semble justifié, au moins pour les plus basses énergies. Si cette hypothèse est vraie, les trois séquences de cassures déjà mentionnées doivent être considérées. Pour déterminer événement par événement la séquence de cassure, les vitesses relatives entre chaque paire de fragments sont comparées à celles attendues pour une fission. La paire de fragments avec la vitesse relative la plus proche de la fission est considérée comme ayant été produite durant la seconde cassure. On peut en déduire trivialement que le fragment restant a été produit en premier. Cette procédure de minimisation revient à calculer, pour chaque évènement, les trois quantités suivantes :

$$p_i = (v_{jk}^{exp} - v_{jk}^{viola})^2, \quad (4.3)$$

qui correspondent au second terme de l'équation (4.1). La plus petite valeur de p_i dans chaque évènement détermine donc la séquence i de cassures.

Cohérence expérimentale. Pour vérifier la cohérence de l'identification de la séquence événement par événement, on utilise le diagramme des vitesses du fragment le plus léger (Z_3) dans le référentiel des deux plus lourds, Z_1 et Z_2 (Fig.4.8). La vitesse de Z_3 est décomposée en une composante parallèle ($v_{\perp}(Z_3)$) et une composante perpendiculaire ($v_{\parallel}(Z_3)$) à l'axe passant par Z_1 et Z_2 . Sur ce diagramme, les événements correspondant à chaque séquence sont représentés de différentes couleurs. Les événements correspondant à la séquence $\mathcal{3}$ sont regroupés sur un cercle coulombien centré en (0,0), ce qui est compatible avec l'émission de Z_3 par un noyau composé de Z_1+Z_2 , et donc avec la séquence attribuée. Il en est de même pour les deux autres séquences, où les événements sont localisés sur des cercles coulombiens déformés, centrés sur le noyau produit lors de la même cassure que Z_3 , en cohérence avec la séquence identifiée. Les caractéristiques cinématiques des événements semblent compatibles avec la séquence de cassures déterminée expérimentalement.

Test sur des événements simulés. Pour tester la validité de cette méthode, nous l'avons appliquée à des événements simulés pour lesquels la séquence de cassure est connue. Nous avons simulé 300 événements de cassures séquentielles en utilisant les charges expérimentales, mesurées à 12 MeV/A. La séquence de cassures ainsi que l'orientation relative entre les deux axes de cassures (θ) ont été tirées aléatoirement. Lors de chaque cassure, les fragments sont séparés par une distance $d_{ij} = r_0(A_i^{1/3} + A_j^{1/3})$ avec $r_0 = 1.4$ fm.

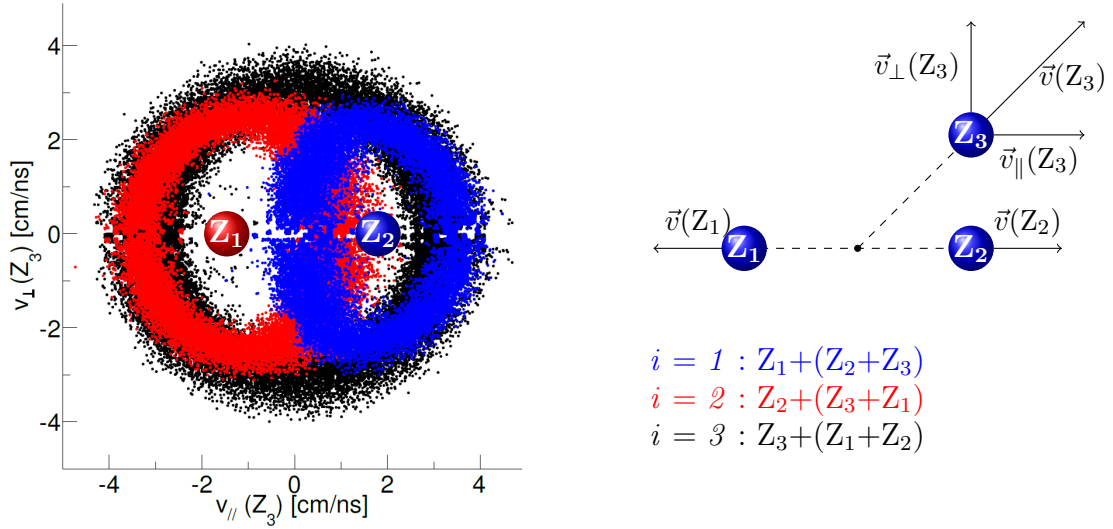


FIG. 4.8 – Diagramme des vitesses du fragment le plus léger (Z_3) dans le référentiel du centre de masse de deux autres (Z_1+Z_2), pour les événements correspondant aux séquences : 1 (points bleus), 2 (points rouges), et 3 (points noirs) pour la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 12 MeV/A.

Les trajectoires sont alors calculées avec un algorithme de propagation Coulombienne. La valeur de r_0 choisie est volontairement plus faible que celle attendue pour la fission ($r_0 \sim 1.9$ fm [70, 71]) de manière à tester la méthode dans un cas “non-idéal”. L’intervalle de temps entre les deux cassures a été fixé à $\delta t = 300$ fm/c. Les événements ainsi générés ont ensuite été filtrés avec un algorithme simulant la réponse du détecteur INDRA. Finalement, la procédure expérimentale d’identification de la séquence de cassures est appliquée à ces événements.

	(a) $\forall \cos(\theta)$			(b) $ \cos(\theta) > 0.9$ ou $ \cos(\theta) < 0.05$		
3	6.5	7.3	21.8	3.7	6.0	28.6
2	5.1	21.9	6.8	0.5	26.3	4.9
1	21.7	4.0	4.6	28.5	0.3	1.3
	1	2	3	1	2	3

TAB. 4.3 – Corrélation entre la vraie séquence de cassure (axe horizontal) et celle déterminée expérimentalement (axe vertical) : (a) pour tous les événements simulés et (b) pour les événements avec $|\cos(\theta)| > 0.9$ ou $|\cos(\theta)| < 0.05$ qui seront utilisés pour estimer l’intervalle de temps entre les deux cassures.

Le tableau 4.2(a) présente la corrélation entre la vraie séquence de cassure et celle extraite de notre procédure expérimentale. Même dans le cas “non-idéal” considéré ici, les événements correctement identifiés (éléments diagonaux en caractères gras) représentent environ 66% du

nombre total d'événements simulés. Les 34% restants (éléments hors diagonaux) correspondent à certaines des orientations relatives des deux axes de cassures où notre méthode ne permet pas de distinguer deux séquences l'une de l'autre. Cette ambiguïté est principalement localisée autour de $\theta \sim 50 \pm 10^\circ$ et $\theta \sim 130 \pm 10^\circ$. L'efficacité de la méthode peut augmenter jusqu'à 83% (Tab. 4.2(b)), si l'on ne considère que les événements avec $|\cos(\theta)| > 0.9$ ou $|\cos(\theta)| < 0.05$ ($\theta \sim 90^\circ$ ou 0°). Cette gamme angulaire est celle qui sera utilisée dans la suite pour estimer l'intervalle de temps entre les deux cassures.

En résumé, la méthode permettant de déterminer l'ordre dans lequel les fragments sont produits est très efficace dans la gamme angulaire d'intérêt, même si l'on se place dans un cas "non-idéal".

4.3.2 Caractéristiques des deux cassures

Une fois la séquence de cassure identifiée, les fragments peuvent être triés suivant leur ordre de production et les différentes étapes peuvent être reconstruites. Appellons maintenant Z_1^f et Z_2^f les deux fragments provenant de la première cassure. Le fragment Z_2^f se divise ensuite en Z_1^s et Z_2^s .

	$\langle Z_{src} \rangle$	$\langle Z_1^f \rangle$	$\langle Z_2^f \rangle$	$\langle Z_i^s \rangle$	$\sigma(Z_i^s)$
8 MeV/A	95.1	28.6	66.5	33.2	10.7
12 MeV/A	88.8	25.5	63.3	31.6	11.5
15 MeV/A	84.0	24.5	59.4	29.7	11.4
18 MeV/A	79.9	24.0	55.8	27.9	10.8
20 MeV/A	76.0	23.7	52.2	26.1	10.0
25 MeV/A	69.5	23.6	45.9	23.0	8.4
E.C.	104	50	54	-	-

TAB. 4.4 – Charges moyennes des deux cassures et écart type de la distribution de charge de la seconde cassure pour les collisions centrales de $^{129}\text{Xe} + ^{nat}\text{Sn}$. $\langle Z_{src} \rangle = \langle Z_1^f + Z_2^f \rangle$. L'exposant f (s) représente la première (seconde) cassure. E.C. correspond aux valeurs de la voie d'entrée.

Première cassure. La première cassure est caractérisée par une forte asymétrie : quelle que soit l'énergie de bombardement, la distribution de charge des fragments présente deux bosses (Fig.4.9) dont les valeurs moyennes sont données dans le tableau 4.4. La première cassure est donc significativement plus asymétrique que la voie d'entrée quasi-symétrique (Fig.4.9). Cela indique que la mémoire de la voie d'entrée est au moins partiellement perdue. Il semble donc que, lors de la première étape de la collision, il y ait fusion incomplète entre le projectile et la cible, conduisant à la formation d'un noyau composé, de charge moyenne au moins aussi grande que les valeurs de $\langle Z_{src} \rangle$ reportées dans le tableau 4.4. Les charges présentées ici n'ont pas été corrigées de l'émission de particules légères en coïncidence avec les trois fragments lourds (Fig.4.6). Le temps de vie de ce noyau sera discuté dans le chapitre 5.

Deuxième cassure. En revanche, la distribution de charge de la seconde cassure est caractérisée par une division symétrique (Fig.4.9) centrée en $Z_2^s/2$. La valeur moyenne ainsi que l'écart type de cette distribution, intégrée sur toute les valeurs de Z_2^f , sont également présentées dans le tableau 4.4.

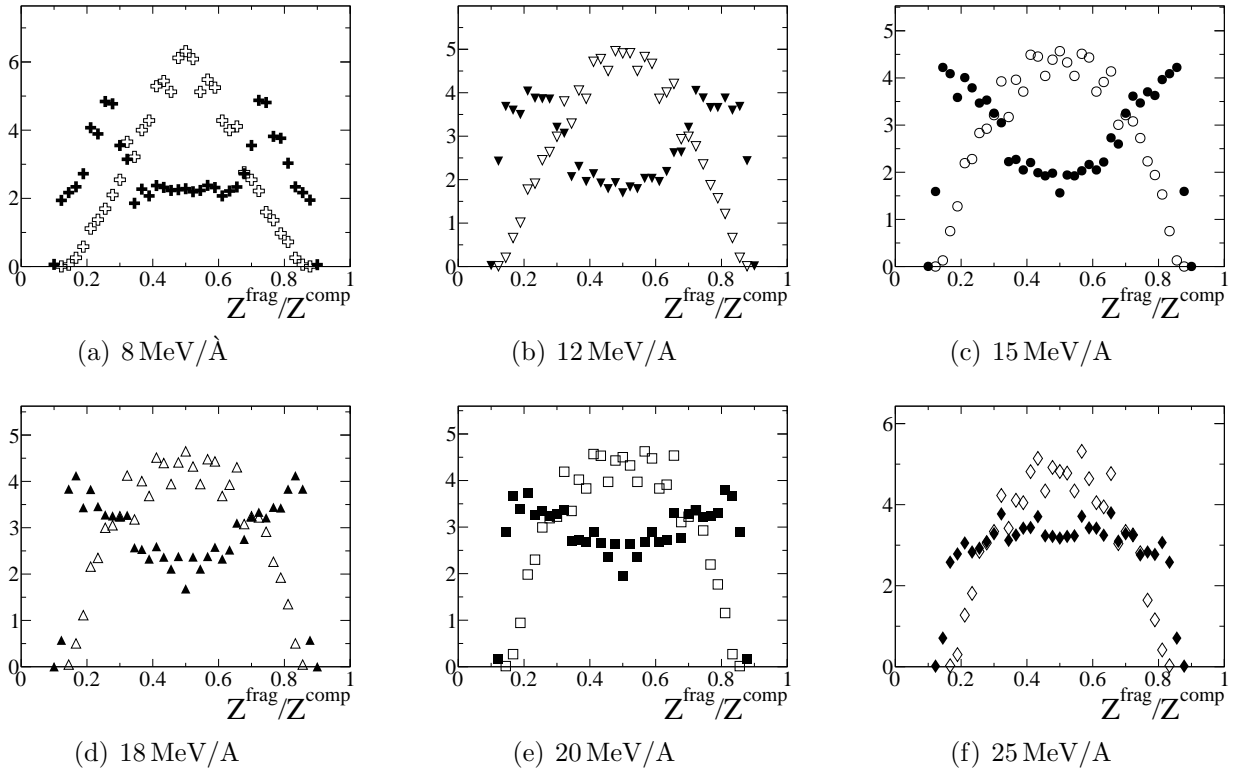


FIG. 4.9 – Distributions de la charge des fragments de fission, normalisée à la charge du noyau fissionnant, pour : (symboles pleins) la première cassure (Z_f^i/Z_{src}) ; (symboles ouverts) la deuxième cassure (Z_s^i/Z_f^2).

4.3.3 Effet de proximités coulombienne : distributions angulaires

Intéressons-nous maintenant aux caractéristiques cinématiques de ces deux cassures successives, et notamment à leur orientation relative. L'angle θ est défini comme l'angle entre les deux axes de cassures (Fig.4.10) de telle manière que $\theta = 0^\circ$ si elles sont alignées et $\theta = 90^\circ$ si l'axe de la seconde cassure est perpendiculaire à celui de la première.

Focalisation Coulombienne. La figure 4.11 présente les distributions angulaires observées pour chaque énergie de bombardement. Aux plus basses énergies incidentes (Fig.4.11 (a-b)) la distribution angulaire présente une forme de “U”, avec un minimum à 90° . Cette forme est caractéristique de la fission d'un système équilibré avec du moment angulaire [72]. Lorsque l'énergie de bombardement augmente, la distribution s'aplatit (Fig.4.11(c-d)) puis présente un maximum autour de $\theta = 90^\circ$ (Fig.4.11(e-f)), conduisant à une anisotropie ($W(0^\circ)/W(90^\circ)$) inférieure à 1. Une telle distribution angulaire n'est absolument pas attendue pour un système fissionnant isolé, et suggère la présence d'interaction Coulombienne dans l'état final, où le champ Coulombien du fragment émis en premier focalise les deux autres de plus en plus perpendiculairement à l'axe de la première cassure (voir Fig.6.13). Sans entrer dans les détails de l'interaction Coulombienne dans l'état final, il est clair que la présence d'une telle anisotropie nécessite que la seconde cassure ait lieu à une distance de Z_1^f du même ordre de grandeur que la distance entre Z_1^s et Z_2^s au point de scission (voir Fig.6.13). L'évolution des distributions an-

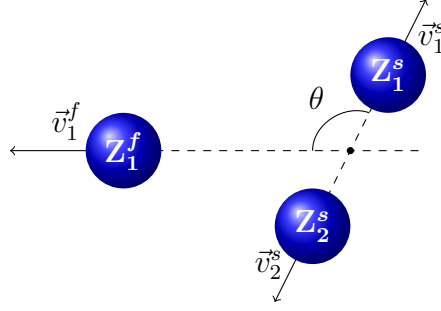


FIG. 4.10 – Définition des variables d'intérêt dans le référentiel de Z_2^f .

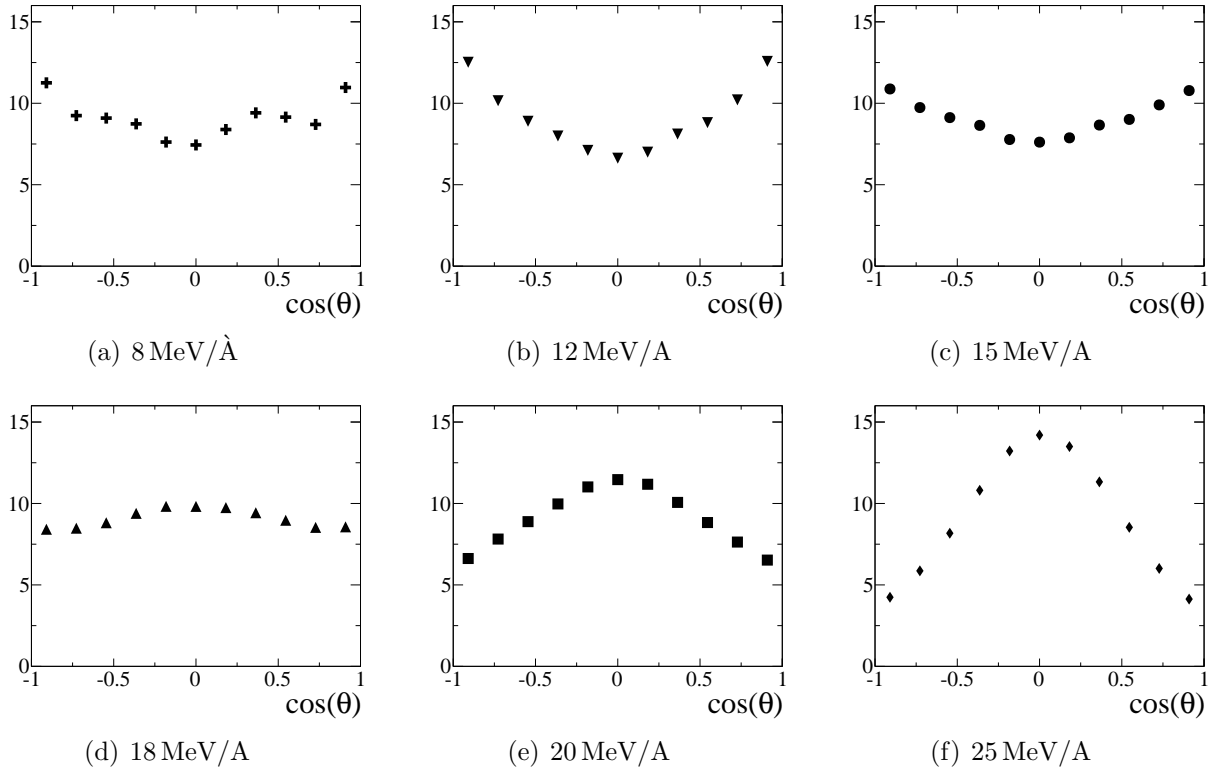


FIG. 4.11 – Distribution de l'angle θ entre les axes de deux cassures. Lorsqu'elles ne sont pas visibles les incertitudes statistiques sont plus petites que la taille des points.

gulaires indique donc que l'intervalle de temps entre les deux cassures diminue lorsque l'énergie de bombardement augmente.

4.3.4 Intervalle de temps entre les cassures

Principe de la chronométrie Coulombienne. Pour estimer l'intervalle de temps δt séparant les deux cassures, nous allons utiliser la corrélation entre la vitesse relative de la deuxième cassure $v_{12}^s = \|\vec{v}_1^s - \vec{v}_2^s\|$ et l'angle θ entre les cassures (voir Fig.4.11). En effet, si δt est très grand, la seconde cassure a lieu loin du fragment produit en premier. La vitesse relative

entre les deux partenaires de la seconde cassure est uniquement déterminée par leur répulsion Coulombienne mutuelle et ne doit pas dépendre de l'orientation relative des deux cassures. En revanche, pour des intervalles de temps courts, la seconde cassure se produit à proximité du fragment émis en premier. La vitesse relative v_{12}^s est alors modifiée par le champ Coulombien de Z_1^f et doit dépendre de l'orientation relative entre les deux cassures (Fig.6.13). Dans ce cas, v_{12}^s doit présenter un maximum pour $\theta = 90^\circ$ et l'amplitude de ce maximum dépend directement de δt . Nous allons utiliser cet effet de proximité Coulombienne comme chronomètre pour estimer expérimentalement l'intervalle de temps entre les deux cassures.

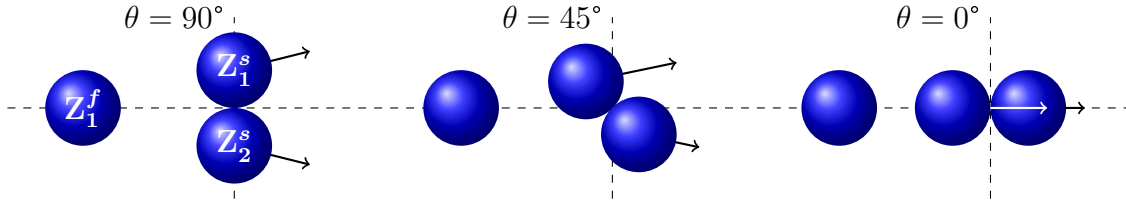


FIG. 4.12 – Illustration des effets de proximité coulombienne lorsque l'intervalle de temps entre les deux cassures δt est faible.

Distorsion Coulombienne. La corrélation expérimentale entre v_{12}^s et θ est présentée sur les figures 4.13 pour les différentes énergies de bombardement. Quelle que soit l'énergie, cette corrélation présente un maximum à $\theta = 90^\circ$ et l'amplitude de ce maximum est de plus en plus grande lorsque l'énergie de bombardement augmente. Cet effet est quantifié par le paramètre de distorsion coulombienne $\delta v = v_{12}^s(90^\circ) - v_{12}^s(0^\circ)$ qui augmente avec l'énergie de bombardement (Fig.5.2(b)). La valeur de δv peut alors être facilement reliée à δt , à partir de calculs de trajectoires coulombiennes à trois corps.

Calculs de trajectoires. Pour traduire δv en terme de δt , nous avons réalisé des calculs de trajectoires coulombiennes avec des charges ponctuelles qui simulent deux cassures successives. Les charges moyennes utilisées sont celles présentées dans le tableau 4.4. Les conditions initiales ont été choisies de manière à reproduire la systématique des vitesses relatives lors d'une fission asymétrique [71]. Pour chaque cassure, les deux fragments sont placés à une distance entre leur centre $d_{ij} = r_0(A_i^{1/3} + A_j^{1/3})$ avec $r_0 = 1.9$ fm. Nous pouvons ainsi obtenir la relation entre δv et δt (Fig.4.15) : pour chaque valeur de δt , toutes les orientations relatives θ sont explorées et δv est calculé comme expérimentalement. Cette fonction de calibration est ensuite utilisée pour estimer l'intervalle de temps expérimental entre les deux cassures, pour chaque énergie de bombardement (Fig.4.16). Les barres d'erreurs verticales sur la Fig.4.16 reflètent l'incertitude statistique sur la mesure de δv (Fig.5.2(b)) et tiennent compte de l'indétermination des conditions initiales utilisées dans le calcul de trajectoire : $r_0 = 1.9 - 1.5$ fm (Fig.4.15). Nous avons également vérifié que le dispositif expérimental n'introduit pas d'erreur systématique sur les valeurs moyennes.

Diminution de l'échelle de temps. Nous observons une forte diminution de l'intervalle de temps entre les deux cassures δt en fonction de l'énergie de bombardement (Fig.4.16). À 8 et 12 MeV/A, δt est supérieur à 500 fm/c. Pour ces énergies, les fragments sont donc produits

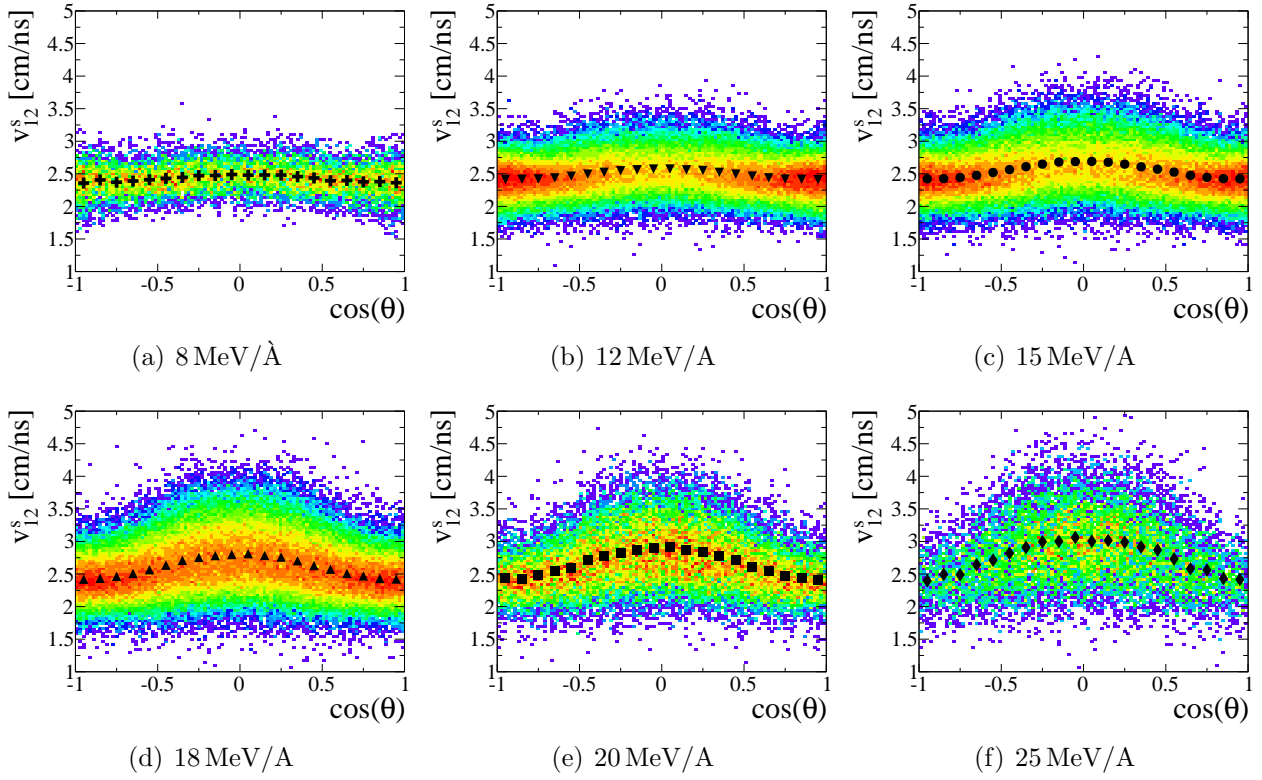


FIG. 4.13 – Corrélation expérimentale entre la vitesse relative de la seconde cassure $v_{12}^s = \|\vec{v}_1^s - \vec{v}_2^s\|$ et le cosinus de l'angle entre les axes de cassure θ .

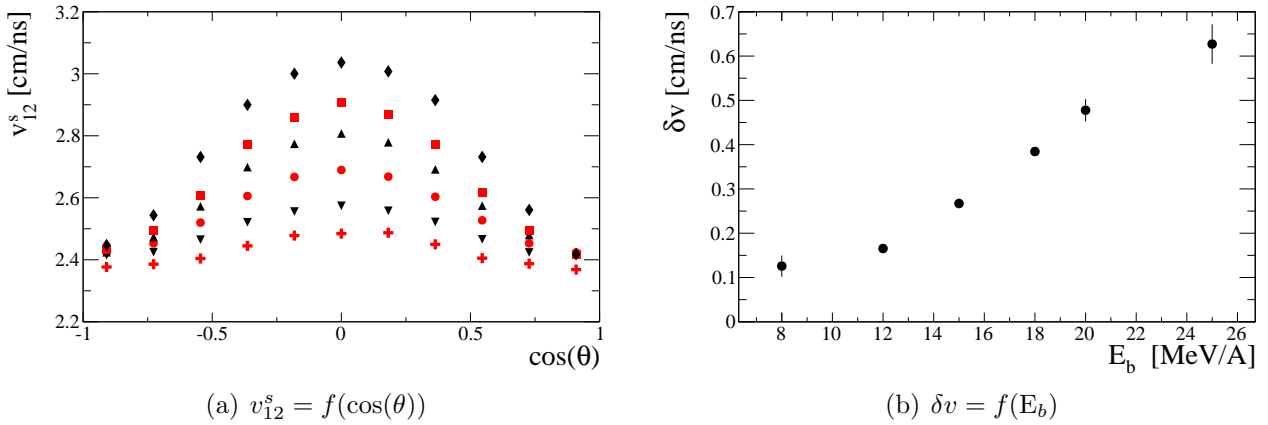


FIG. 4.14 – (a) Corrélation expérimentale entre la vitesse relative de la seconde cassure $v_{12}^s = \|\vec{v}_1^s - \vec{v}_2^s\|$ et l'angle entre les axes de cassure θ pour les différentes énergies incidentes. Les symboles ont la même signification que sur les figures précédentes. (b) Évolution du paramètre de distorsion coulombienne $\delta v = v_{12}^s(90^\circ) - v_{12}^s(0^\circ)$ en fonction de l'énergie de bombardement pour les collisions centrales de $^{129}\text{Xe} + ^{nat}\text{Sn}$. Lorsqu'elles ne sont pas visibles les incertitudes statistiques sont plus petites que la taille des points.

lors de deux cassures bien séparées dans le temps, validant ainsi notre hypothèse de départ. Lorsque l'énergie du faisceau augmente de 12 MeV/A à 20 MeV/A, δt diminue de 600 fm/c à

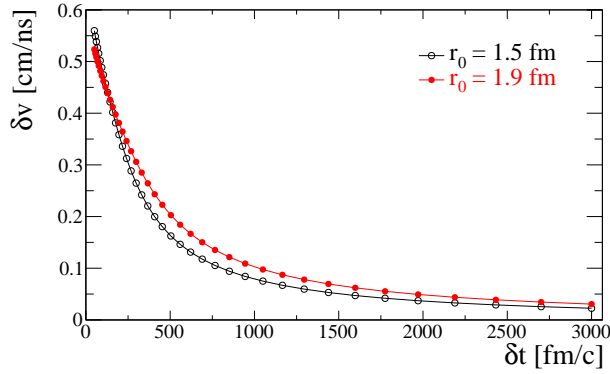


FIG. 4.15 – Evolution du paramètre de distortion coulombienne δv en fonction de l'intervalle de temps entre les deux cassures δt , obtenue à partir des calculs de trajectoires coulombiennes avec deux valeurs réalistes de r_0 . Les charges utilisées correspondent à 15 MeV/A.

100 fm/c. Au delà de 20 MeV/A, δt devient compatible avec 0, ce qui reflète en réalité la limite de sensibilité de la méthode d'estimation de l'intervalle de temps entre les deux cassures. En effet, nos calculs de trajectoires coulombiennes montrent que pour $\delta t \sim 100$ fm/c, les deux noyaux résultant de la première cassure n'ont pas suffisamment de temps pour s'éloigner au-delà de la portée de l'interaction nucléaire avant que la seconde cassure n'ait lieu. Pour des intervalles de temps aussi courts, les deux cassures ne peuvent pas être traitées de manière indépendante. On ne peut donc plus parler de processus séquentiel au-delà de 20 MeV/A.

4.3.5 Evolution du mécanisme et seuil de multifragmentation

La Fig.4.16 indique clairement que les trois fragments lourds sont produits lors de deux cassures successives de plus en plus rapides. Le mécanisme de production devient compatible avec une fragmentation simultanée au-delà de 20 MeV/A, ce qui peut être interprété comme l'entrée dans le régime de multifragmentation pour la voie à trois fragments. En effet, on peut définir la multifragmentation comme la production de plusieurs fragments de manière quasi-simultanée. La première condition est vérifiée ici quelle que soit l'énergie de bombardement, puisque nous considérons uniquement la voie de sortie à trois fragments lourds. La condition de simultanéité n'est en revanche vérifiée qu'à partir de 20 MeV/A.

Pour chaque énergie incidente, l'énergie d'excitation du système composite initial E^* est estimée par une méthode de calorimétrie [73–75] utilisant les trois fragments lourds et les particules légères détectées en coïncidence (voir Fig. 4.6(b)). Les valeurs moyennes d'énergie d'excitation sont présentées sur l'échelle supérieure de la figure 4.16. Aux plus faibles énergies incidentes considérées ici, où les fragments sont produits de manière séquentielle, cette énergie peut être considérée comme une limite supérieure de l'énergie d'excitation du noyau subissant la seconde cassure, en supposant que l'énergie du système initial soit répartie équitablement entre les deux partenaires de la première cassure. En revanche aux plus hautes énergies incidentes, cette estimation de E^* correspond bien à l'énergie d'excitation du système composite subissant une cassure simultanée en trois fragments. Le mécanisme de formation devient compatible avec une cassure simultanée au-delà de $E^* = 4.0 \pm 0.5$ MeV/A. Cette énergie d'excitation est compatible avec les valeurs de l'énergie requise pour le seuil de multifragmentation dans des

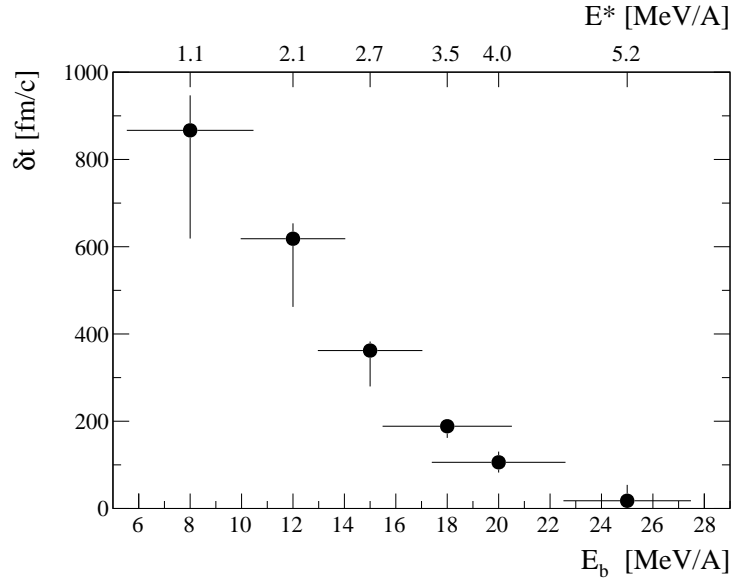


FIG. 4.16 – Évolution de l’intervalle de temps entre les deux cassures δt en fonction de l’énergie de bombardement (échelle du bas) et d’une estimation de l’énergie d’excitation de la source de fusion incomplète (échelle du haut) produite dans les collisions centrales de $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$. Les barres d’erreurs horizontales se réfèrent à l’échelle en énergie d’excitation.

systèmes lourds ($A \sim 200$), qui peuvent être trouvées dans la littérature [13, 14].

L’intervalle de temps entre les deux cassures présenté sur la figure 4.16 est étonnamment compatible avec les temps d’émission de fragments de masse intermédiaires produit lors de la désexcitation de noyau d’or issues de la réaction $\pi^- + Au$ [13], sur toute la gamme en énergie d’excitation bien que le mécanisme de formation du système initial et la méthode d’extraction du temps soient très différents. Les temps de cassure de systèmes de tailles comparables formés dans des collisions d’ions lourds présentent la même tendance : l’échelle de temps de formation des fragments diminue lorsque l’énergie d’excitation augmente [76–78]. En revanche, les temps extraits pour des énergies d’excitation inférieures à 5 MeV/A sont systématiquement plus grands que ceux de la figure 4.16 et de [13].

4.4 Conclusion

Ce chapitre a été dédié à l’étude du mécanisme de production de trois fragments lourds dans les collisions centrales de $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ de 8 à 25 MeV/A. Nous avons tout d’abord montré de manière qualitative que le mécanisme de production des fragments évolue continûment de deux cassures successives vers une fragmentation simultanée lorsque l’énergie disponible dans la réaction augmente. L’intervalle de temps séparant les deux cassures a ensuite été estimé en utilisant les effets de proximité Coulombienne observés dans l’état final. Lorsque l’énergie incidente augmente de 8 MeV/A à 20 MeV/A, cet intervalle de temps diminue de 900 fm/c à 100 fm/c. Les trois fragments lourds sont donc produits lors de deux cassures successives de plus en plus rapides. Le mécanisme de production devient ainsi compatible avec une fragmentation

simultanée au-delà de $E^* = 4.0 \pm 0.5 \text{ MeV/A}$, ce qui a été interprété comme l'énergie requise pour le seuil de multifragmentation.

Chapitre 5

Séquence d'émission des particules légères

Les particules légères produites dans les collisions d'ions lourds en dessous de l'énergie de Fermi peuvent avoir plusieurs origines : (i) l'émission de pré-équilibre qui est principalement observée dans le cas des protons et des neutrons, (ii) l'évaporation par le noyau composite avant la formation des fragments que l'on appellera "émission primaire", et (iii) l'évaporation par les fragments que l'on appellera "émission secondaire". Nous parlons ici d'énergies inférieures au seuil de multifragmentation (voir chap. 4), ce qui nous permet d'écarter les émissions de volume. Chacun de ces types d'émission de particules nous renseigne sur des aspects différents de la réaction.

Les particules de pré-équilibre peuvent apporter des informations sur les premiers instants de la collision, avant que le noyau composite ne soit équilibré et que le processus de désexcitation ne s'enclenche. Elles sont généralement utilisées dans le régime de multifragmentation pour extraire les caractéristiques spatio-temporelles du système en explosion notamment grâce à l'utilisation de fonctions de corrélation.

Les particules évaporées par le noyau composite nous renseignent quant à elles sur le mécanisme de formation des fragments. Expérimentalement, l'étude des particules émises avant la fission est le principal outil permettant d'estimer les temps de fission. Traditionnellement, ce sont les neutrons [6, 7] ou les gammas provenant de résonances géantes dipolaires [8] qui sont utilisés, mais il existe plusieurs études expérimentales utilisant les particules légères chargées (protons et α) pour mesurer des temps de fission [8–10]. La mesure des temps de fission est importante dans la compréhension des effets dûs à la dissipation, la nature (un- ou deux- corps) de la viscosité nucléaire, ainsi que sa dépendance en température. La viscosité nucléaire influence largement les temps de fission.

Les particules évaporées par les fragments, après scission par exemple, nous informent sur les derniers instants de la réaction. Elles peuvent, par exemple, être utilisées pour étudier les propriétés spectroscopiques de ces noyaux.

Dans le chapitre précédent, nous avons extrait l'intervalle de temps entre les deux cassures qui conduisent à la production de trois fragments. Il s'agit d'un temps relatif entre deux événements. Nous n'avons en revanche aucune information sur l'échelle de temps absolue du mécanisme de désexcitation. Pour cela, il faudrait estimer l'intervalle de temps entre la formation du noyau composite et le premier événement de cassure. La méthode développée dans le chapitre précédent, basée sur l'étude des corrélations cinématiques entre les fragments ne per-

met pas d'accéder à cette information. C'est pourquoi nous avons débuté cette étude portant sur l'émission de particules légères en coïncidence avec plusieurs fragments lourds. L'objectif de ce chapitre est donc d'identifier et de caractériser la (les) source(s) d'émission de ces particules légères. L'étude de la séquence d'émission des particules légères détectées en coïncidence avec plusieurs fragments lourds permet, en principe, de répondre à la question suivante : la première cassure observée dans le chapitre précédent est-elle due à un processus de type fusion-fission ou quasi-fission ?

Ce chapitre est donc dédié à l'étude de la séquence d'émission des particules légères dans la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ aux énergies incidentes de 8 à 25 MeV/A. Après une présentation rapide des sélections utilisées et de l'évolution des multiplicités (sec. 5.1), nous allons tester deux hypothèses extrêmes de production des particules α (sec. 5.2) : émission purement primaire ou émission purement secondaire. Nous allons ensuite estimer la proportion d'émission primaire à l'aide d'une simulation de l'émission des α dans la section 5.3, en se concentrant sur le cas des particules α détectés en coïncidence avec deux fragments lourds.

5.1 Sélection des événements et multiplicités

Sélection des collisions centrales. La sélection utilisée dans ce chapitre est la même que dans le chapitre précédent. Elle se résume à une simple sélection en complétude ($Z_{\text{tot}} > 90$). La condition $Z_{\text{tot}} > 90$ permet d'obtenir un lot d'événements caractérisés par une distribution quasiment plate de $\cos(\theta_{\text{flow}})$, similaire à celle obtenue pour la voie de sortie avec trois fragments lourds (Fig. 4.5). La définition de fragment lourd est la même que dans le chapitre précédent : $Z > 10$.

Multiplicités de particules chargées La figure 5.1 présente l'évolution de la multiplicité moyenne de particules légères détectées en coïncidence avec 2, 3, 4, ou 5 fragments lourds en fonction de l'énergie incidente dans les collisions centrales de $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$. Quel que soit le type de particule considéré et le nombre de fragments, le schéma est le même : le nombre de particules augmente presque linéairement avec l'énergie incidente. En revanche, à énergie incidente fixée, plus le nombre de fragments produits augmente plus la multiplicité de particules légères diminue.

Les protons et les α ont les multiplicités les plus élevées ($\langle M \rangle > 1$) quelle que soit l'énergie et le nombre de fragments lourds détectés en coïncidence. Suivent les deutons, les tritons, puis les ^3He et ^6He . Dans la suite, on se concentre sur l'émission des α car ils présentent l'avantage d'être peu affectés par les émissions de pré-équilibre. Ils sont produits soit par émission depuis la source primaire soit par évaporation des fragments secondaires.

5.2 Emission primaire ou émission secondaire

Dans cette section nous allons tester deux hypothèses extrêmes pour l'émission des α : émission purement primaire par une source de fusion et émission purement secondaire par les fragments après leur formation.

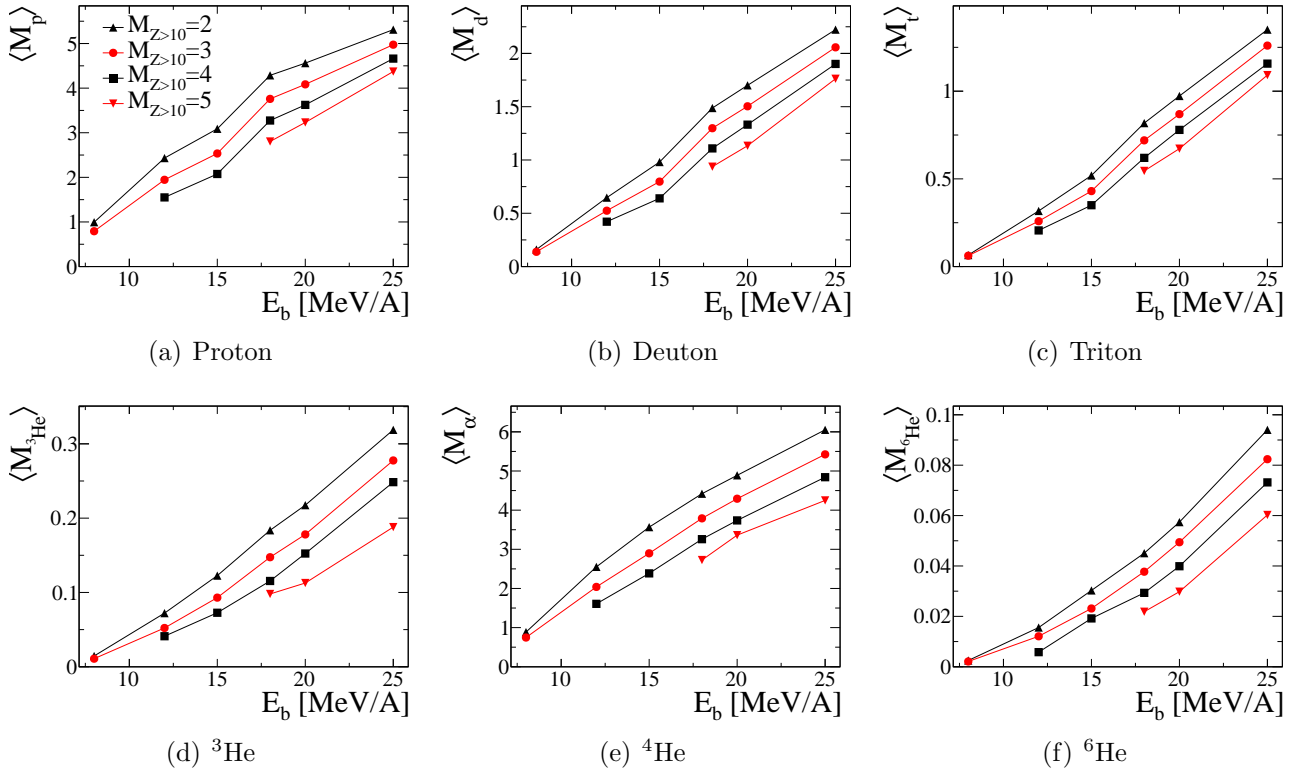


FIG. 5.1 – Évolution de la multiplicité moyenne des particules légères détectées en coïncidence avec 2, 3, 4, ou 5 fragments lourds en fonction de l'énergie incidente dans les collisions centrales de $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$.

5.2.1 Hypothèse 1 : émission des α par une source unique

Partons tout d'abord de l'hypothèse que les α proviennent uniquement de l'évaporation d'une source de fusion, localisée au centre de masse de la réaction.

5.2.1.1 Invariance des spectres en énergie

Les spectres en énergie des particules légères peuvent nous renseigner sur les propriétés de la source émettrice. Encore faut-il se placer dans le bon référentiel. C'est ce point que nous allons illustrer ici. Plaçons nous donc dans le référentiel du centre de masse théorique de la réaction.

Spectres absolus. La figure 5.2 présente les spectres en énergie des α pour différentes multiplicités de fragments produits dans les collisions centrales de $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ 15 MeV/A. Sur la figure 5.2(a), les spectres sont représentés en nombre de coups absolus. La différence d'intégrale des spectres reflète la section efficace de chaque voie de sortie convoluée par la multiplicité de particules légères qui lui est associée.

Spectres normalisés. Sur la figure 5.2(b) les spectres correspondant aux différentes voies de sorties sont normalisés à 1 en intégrale. Avec cette représentation, tous les spectres se superposent remarquablement bien à haute énergie. En revanche, ils diffèrent en dessous de

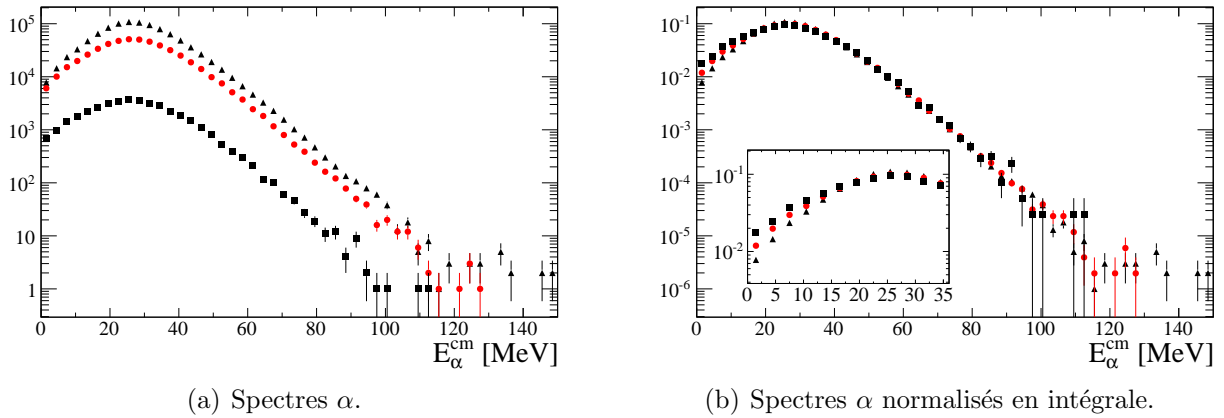


FIG. 5.2 – Spectres en énergie des α dans le centre de masse de la réaction pour différentes voies de sortie ($2 \leq M_{Z>10} \leq 4$), mesurés dans les collisions centrales de $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 15 MeV/A.

la valeur la plus probable (encart de la figure 5.2(b)). La forme des spectres α est donc, au premier ordre, indépendante du nombre de fragments détectés en coïncidence. La superposition des spectres α à haute énergie a été interprétée comme la signature d’une abondante émission primaire indépendante du nombre de fragments produits [56]. Les différences observées à basse énergie ont quant à elles été attribuées à une faible émission secondaire qui dépend du nombre de fragments évaporant des α . Pour tester cette interprétation, nous allons nous intéresser aux propriétés de la source d’émission primaire, extraites de la forme des spectres en énergie.

5.2.1.2 Propriétés de la source d’émission primaire

On peut obtenir des informations sur la taille et la température effective des sources émettrices en ajustant la distribution de Maxwell-Boltzmann modifiée sur les spectres en énergie des particules légères :

$$f(E) = N \times (E - B)e^{-\frac{E-B}{T}} \times \delta(E), \quad (5.1)$$

où, E est l’énergie cinétique des particules dans le référentiel de l’émetteur supposé, B la barrière d’évaporation et T la température effective de l’émetteur après émission. On parle ici de température effective. En effet, le paramètre T extrait de l’ajustement de l’équation (5.1) sur les spectres expérimentaux peut être relié à la température de la source mais il n’en est pas une mesure directe. La résolution en énergie ainsi que la résolution angulaire d’INDRA élargissent les spectres en énergie ce qui influence peu la position de la barrière mais augmente artificiellement la température effective.

Le terme $\delta(E) = (1 - e^{-\frac{E-B}{d}})^{-1}$ est ajouté pour tenir compte de la diffusivité d de la barrière. Cette diffusivité peut avoir différentes causes : déformation de l’émetteur, évaporation séquentielle de plusieurs particules qui change la taille de l’émetteur au cours du temps, ou présence de plusieurs sources d’émission. Il permet également de prendre en compte des effets expérimentaux comme la résolution angulaire et la résolution en énergie qui élargissent artificiellement les distributions en énergie. $\delta(E)$ modifie principalement la courbure de la distribution en énergie $f(E)$ au voisinage de la barrière. L’ajout de ce terme est indispensable pour reproduire la partie basse énergie des distributions expérimentales. Dans le cas d’une source

unique, sphérique, et n'émettant qu'une particule par événement, $d \rightarrow 0$ et $\delta(E) \rightarrow 1$ de telle manière que $f(E)$ redevienne une distribution de Maxwell-Boltzmann "classique".

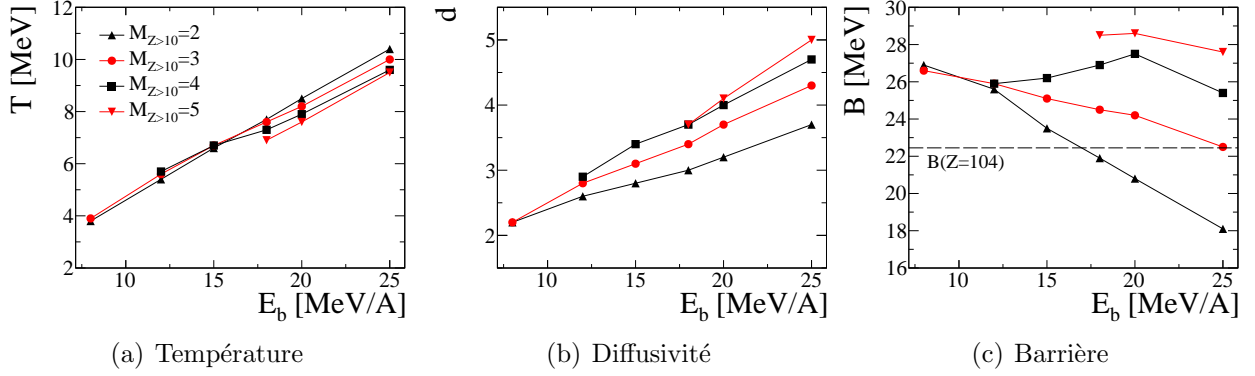


FIG. 5.3 – Température (a), barrière (b), et diffusivité (c) extraites de l'ajustement de l'équation 5.1 sur les spectres en énergie des α dans le centre de masse de la réaction.

La figure 5.3 présente l'évolution des paramètres extraits de l'ajustement de l'équation (5.1) sur les spectres en énergie des α en fonction de l'énergie incidente et pour différents nombres de fragments lourds détectés en coïncidence.

Température effective et diffusivité. La température effective augmente lorsque l'énergie disponible dans la réaction augmente et dépend peu du nombre de fragments lourds détectés en coïncidence (Fig. 5.3(a)). Cette augmentation de la température pourrait indiquer que l'énergie d'excitation de la source émettrice augmente également. La diffusivité de la barrière augmente elle aussi avec l'énergie incidente, et dépend significativement du nombre de fragments produits (Fig. 5.3(b)). Les valeurs obtenues sont grandes, ce qui indique la présence possible de plusieurs sources d'émission (spatiales ou temporelles). À énergie fixée, la diffusivité est d'autant plus grande que le nombre de fragments détectés en coïncidence est grand. On peut donc suspecter la présence d'une contribution secondaire significative.

Barrière et taille de source. La figure 5.3(c) présente l'évolution de la barrière d'évaporation B en fonction de l'énergie incidente. Pour toutes les voies de sortie exceptée celle contenant quatre fragments lourds, la barrière d'évaporation diminue avec l'énergie incidente. Ceci peut indiquer que la charge de la source émettrice diminue lorsque l'énergie augmente. En revanche, la barrière d'évaporation dépend fortement de la voie de sortie considérée au-delà de 12 MeV/A. La barrière d'évaporation d'un α , par un noyau de charge Z et de masse A , peut être estimée à partir de systématiques. Deux versions donnant des résultats très similaires sont considérées ici [79] :

$$B = \frac{2.88(Z - 2)}{2.534 + 1.824(A - 4)^{1/3}}, \quad (5.2)$$

$$B = \frac{2.88(Z - 2)}{4.642 + 1.470(A - 4)^{1/3}}. \quad (5.3)$$

La ligne discontinue sur la figure 5.3(c) représente la barrière d'évaporation, calculée avec les équations (5.2) et (5.3) en faisant l'hypothèse que les α sont évaporés par un noyau de fusion

complète ($Z = 104$). A part pour la voie 2-fragments au dessus de 18 MeV/A, les barrières extraites des spectres en énergie des α sont significativement plus grandes que celle attendue pour l'émission primaire. Les barrières expérimentales ne sont donc pas compatibles avec une émission purement primaire, même à 8 et 12 MeV/A. La présence de plusieurs sources d'émission dispersées dans l'espace des vitesses peut en revanche faire apparaître une barrière d'évaporation anormalement grande dans les spectres en énergie tracés dans le référentiel de leur centre de masse.

L'incohérence des valeurs des barrières d'évaporation et des tailles de source indique que la forme des spectres α est le résultat de plusieurs contributions. Seule une étude détaillée de la topologie de l'émission des α peut nous permettre de déconvoluer ces différentes contributions et de déterminer dans quel référentiel représenter les spectres en énergie pour en déduire les propriétés de la source émettrice. L'hypothèse d'une émission primaire n'est donc pas cohérente avec les observations expérimentales. Nous allons maintenant tester la seconde hypothèse extrême : les α proviennent d'une émission purement secondaire.

5.2.2 Hypothèse 2 : émission des α par les fragments

Nous avons montré que les α ne proviennent pas uniquement d'une source d'émission primaire. On fait maintenant l'hypothèse que les α sont émis par les fragments secondaires. Pour tester cette hypothèse on se place dans le cas le plus simple où des particules α sont détectées en coïncidence avec deux fragments lourds, en se limitant aux collisions centrales de $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 12 MeV/A.

5.2.2.1 Topologie de l'émission des α

Intéressons nous à la topologie de l'émission de α . La figure 5.4 présente le diagramme des vitesses ($v_{//} - v_{\perp}$) des particules α détectées en coïncidence avec deux fragments lourds. La vitesse des α est décomposée en une composante parallèle ($v_{//}(\alpha)$) et une composante perpendiculaire ($v_{\perp}(\alpha)$) à l'axe de séparation des deux fragments, pour des cassures quasi-symétrique (Fig. 5.4(a)) ou fortement asymétrique (Fig. 5.4(b)). Les digrammes $v_{//} - v_{\perp}$ sont représentés soit dans le référentiel du fragment le plus lourd (haut) soit dans le référentiel du fragment le plus léger (bas). Les cercles représentent la vitesse la plus probable des α s'ils étaient évaporés par un des fragments. Cette vitesse est calculée à partir des barrières et des températures extraites expérimentalement des spectres en énergie des α dans le référentiel des fragments. Ce point est détaillé dans la suite.

Cercles Coulombiens. Pour les deux asymétries présentées sur la figure 5.4, les α semblent regroupés le long de cercles Coulombiens centrés sur l'un ou l'autre des fragments ce qui indique qu'ils seraient émis principalement par les fragments après leur formation. Avec cette représentation, aucune émission primaire n'apparaît clairement.

5.2.2.2 Propriétés des sources d'émission secondaire

Afin de caractériser les sources d'émission secondaire, on ne considère que les α avec $v_{//}^1 > 0$ ou $v_{//}^2 < 0$ (coupures symbolisées par les lignes discontinues sur la figure 5.4(b)). Dans l'hypothèse d'une émission purement secondaire, ces particules proviendraient soit de Z_1 ($v_{//}^1 > 0$), soit de Z_2 ($v_{//}^2 < 0$). La figure 5.5 présente la corrélation ($h(E_{\alpha}, Z)$) entre l'énergie cinétique

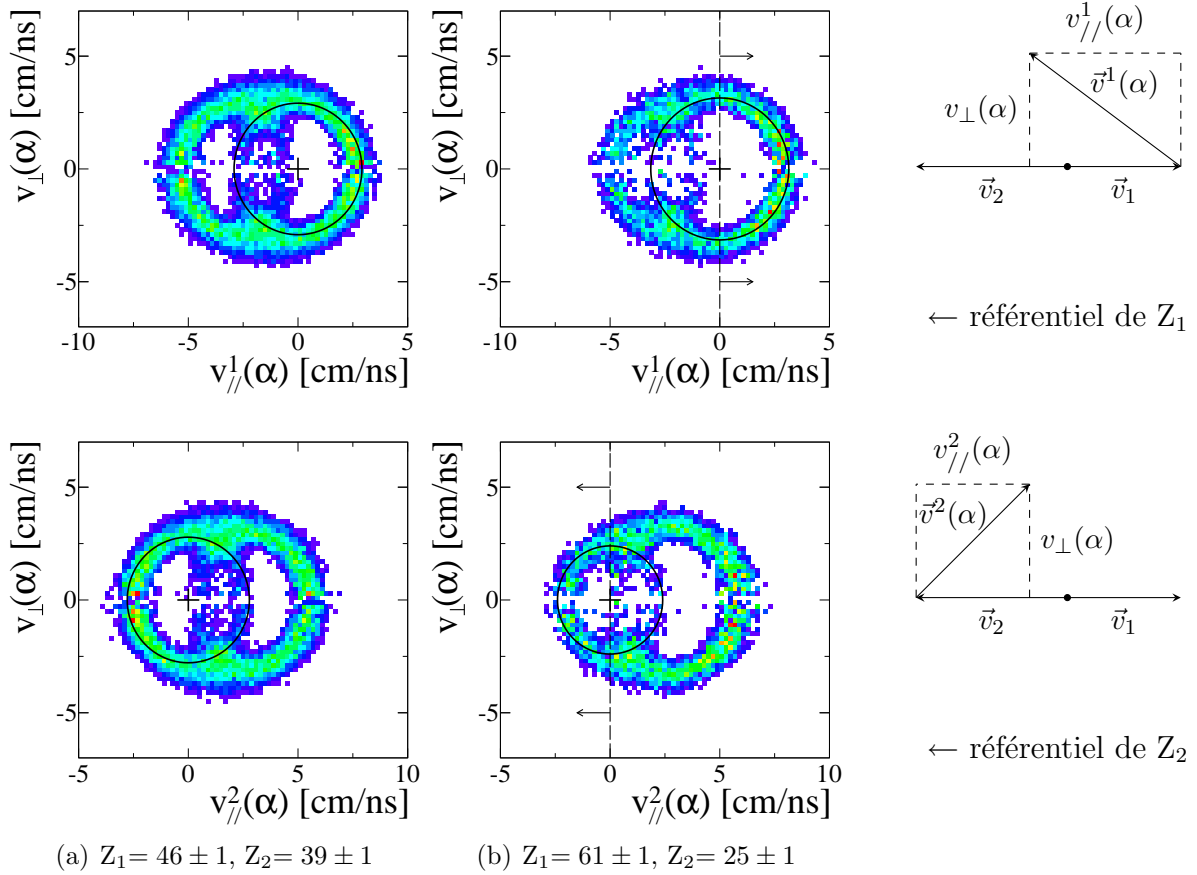


FIG. 5.4 – Diagramme $v_{//} - v_{\perp}$ des particules α détectées en coïncidence avec deux fragments de charge : (a) $Z_1 = 46 \pm 1$, $Z_2 = 39 \pm 1$ et (b) $Z_1 = 61 \pm 1$, $Z_2 = 25 \pm 1$. Les vitesses sont calculées dans le référentiel de Z_1 (haut) et de Z_2 (bas). Les cercles représentent la vitesse la plus probable des α s'ils étaient évaporés par l'un ou l'autre des fragments (voir texte).

des α dans le référentiel du fragment auquel ils ont été associés et la charge de ce fragment, normalisé de telle manière que chaque Z ait le même poids statistique ($\int h(E_{\alpha}, Z) dE_{\alpha} = 1 \forall Z$). La valeur moyenne du spectre en énergie des α augmente lorsque la charge du fragment associé augmente. Cette évolution est qualitativement cohérente avec l'évolution des barrières d'évaporation d' α en fonction de la charge de l'émetteur (Eq. (5.2) et (5.3)). De plus la largeur de la distribution de E_{α} semble à première vue indépendante de Z .

Ajustements. Pour quantifier ces observations, la distribution Maxwell-Boltzmannienne de l'équation (5.1) est ajustée sur la distribution expérimentale de E_{α} pour chaque Z . Deux exemples d'ajustement sont présentés sur les figures 5.6(a–b). L'équation (5.1) reproduit de manière satisfaisante les distributions en énergie comme le montre l'évolution du χ^2 réduit (Fig. 5.6(c)). L'évolution des paramètres extraits de l'ajustement (barrière, température et diffusivité) en fonction de Z est présentée sur la figure 5.7.

Barrières d'évaporation et diffusivité. Les barrières augmentent lorsque la charge du fragment émetteur augmente (Fig. 5.7(a)), en cohérence avec l'observation de l'augmentation

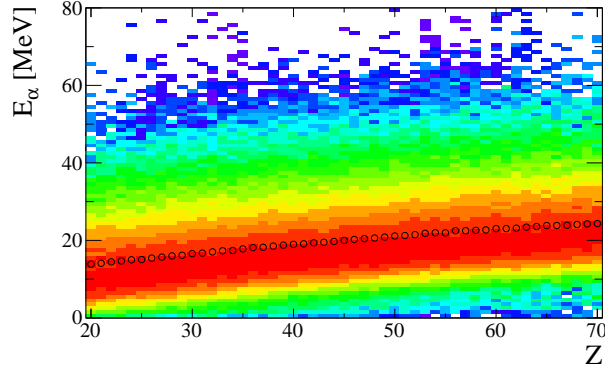


FIG. 5.5 – (Niveaux de couleurs) Corrélation normalisée entre l'énergie cinétique des α (E_α) et la charge (Z) du fragment auquel ils ont été associés (voir texte). (Symboles) évolution de la valeur moyenne de E_α en fonction de Z .

de la valeur moyenne observée sur la figure 5.5. De plus, les valeurs extraites de l'ajustement sont comparables aux deux systématiques des équations (5.2) et (5.3). Contrairement au cas où on ne considèrerait qu'une émission primaire (Fig. 5.3), les barrières d'évaporation des α sont donc cohérentes avec la charge des fragments qui leur sont associés. De plus, la diffusivité est faible ($\langle d \rangle_Z \sim 1.1$) par rapport à celle obtenue dans le centre de masse théorique de la réaction ($d_{prim} \sim 2.6$) et dépend peu de Z (Fig. 5.7(c)). Les caractéristiques spacio-temporelles des sources d'émission supposées sont bien définies.

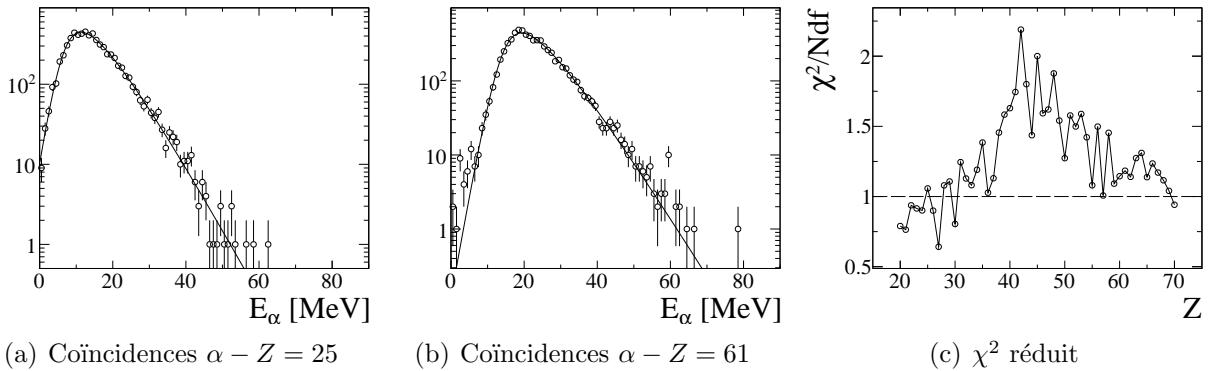


FIG. 5.6 – Ajustement de l'équation (5.1) sur les spectres en énergie des α associés à des fragments de charge (a) $Z = 25$ et (b) $Z = 61$ dans le référentiel des fragments secondaires, et (c) évolution du χ^2 réduit.

Température effective. L'évolution de la température effective en fonction de la charge du fragment associé est présentée sur la figure 5.7(b). La température est remarquablement indépendante de Z . La température effective moyennée sur tous les Z est de $\langle T \rangle_Z = 5.00 \pm 0.01$ MeV. Le fait que la température soit indépendante de la charge du fragment considéré indique que les deux fragments sont en équilibre thermique. Cet équilibre n'implique

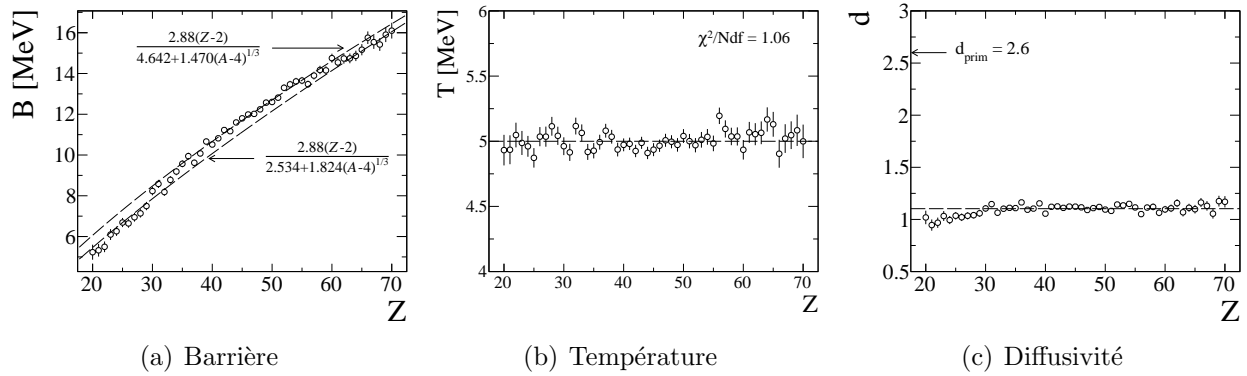


FIG. 5.7 – Propriétés des sources d’émission secondaire extraites à partir des spectres en énergie des α : (a) barrière d’évaporation, (b) température effective, et (f) diffusivité de la barrière.

pas nécessairement la formation d’un noyau composé mais indique que le temps d’interaction est assez long, quelle que soit l’asymétrie de la cassure.

Multiplicités. Les particules α semblent donc être émis majoritairement par les fragments secondaires qui ont une température effective de ~ 5 MeV quelle que soit leur taille. La présence d’une contribution primaire ne peut toutefois pas être exclue. On peut donc estimer la multiplicité d’ α (M_α^{ext}) émis Z par Z en comptant le nombre de particules associées à chaque fragment ($v_{//}^1 > 0$ pour Z_1 ou $v_{//}^2 < 0$ pour Z_2). La figure 5.8(a) présente l’évolution de la multiplicité d’ α en fonction de la charge du fragment associé. M_α^{ext} augmente lorsque Z augmente. En d’autre terme, plus le fragment est chargé, plus il émet d’ α . Ce comportement a également été observé qualitativement dans des réactions de fusion-fission à plus basse énergie [80].

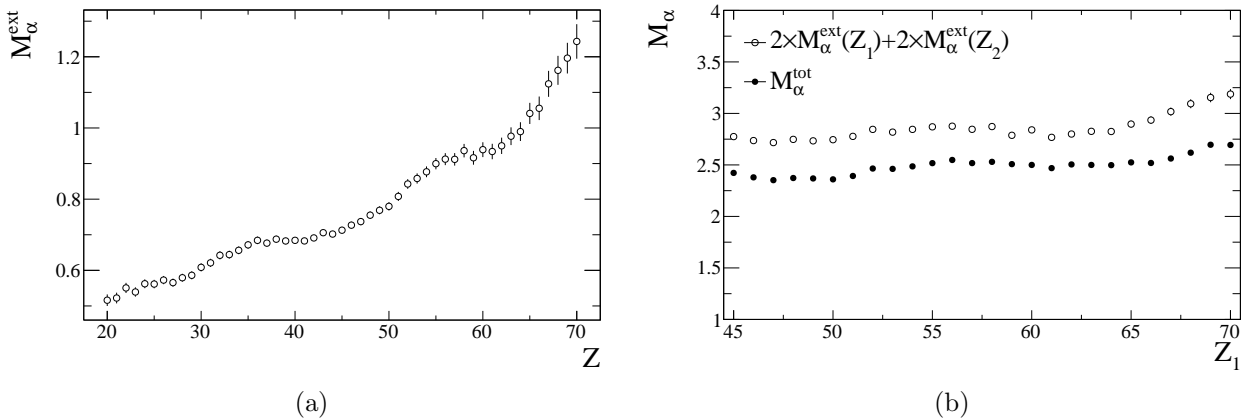


FIG. 5.8 – Évolution du nombre moyen de particules α émis dans l’hémisphère extérieur (voir Fig. 5.4(b)) en fonction de la charge de l’émetteur Z .

Les α pris en compte pour calculer M_α^{ext} satisfont la condition : $v_{//}^1 > 0$ ou $v_{//}^2 < 0$ (voir Fig. 5.4), ce qui représente 50% de l’angle solide dans le référentiel des fragments. Dans l’hypothèse où ils sont uniquement évaporés par les fragments de manière isotrope, la multiplicité totale

serait $M_\alpha^{tot} = 2 \times M_\alpha^{ext}(Z_1) + 2 \times M_\alpha^{ext}(Z_2)$. La figure 5.8(b) présente l'évolution du nombre moyen d'alphas détectés par évènement M_α^{tot} et de $2 \times M_\alpha^{ext}(Z_1) + 2 \times M_\alpha^{ext}(Z_2)$ en fonction de Z_1 . Ces deux quatités sont différentes : quel que soit Z_1 , $M_\alpha^{tot} < 2 \times M_\alpha^{ext}(Z_1) + 2 \times M_\alpha^{ext}(Z_2)$. L'image d'une émission isotrope par les fragments est donc trop simpliste. Cette différence peut être expliquée par la présence d'une proportion d'émission primaire qui n'est pas visible dans les digrammes $v_{//} - v_\perp$.

Nous allons montrer dans la suite qu'il est nécessaire d'ajouter une contribution primaire pour reproduire les distributions expérimentales de vitesse relative entre les α et les fragments.

5.3 Proportion d'émission primaire

Les propriétés des particules α détectées en coïncidence avec deux fragments lourds sont incompatibles avec une émission purement primaire, par une source de fusion complète. L'étude de la topologie des α par rapport aux fragments secondaires semble montrer qu'ils sont majoritairement émis après formation de fragments, sans exclure la présence d'émission primaire. On se propose maintenant d'extraire la proportion d'émission primaire, en utilisant les propriétés des sources d'émission secondaire déjà identifiées.

Plusieurs méthodes ont été utilisées pour déconvoluer l'émission primaire de l'émission secondaire. On peut en distinguer trois types : les ajustements à plusieurs sources, effectués sur les spectres en énergie des particules [9], soit dans le référentiel du centre de masse de la réaction, soit dans le référentiel du laboratoire ; les fonctions de corrélations [56], largement utilisées dans le régime de multifragmentation mais qui nécessitent certaines précautions d'utilisation lorsque l'état final est constitué d'un faible nombre de particules ; et les simulations Monte-Carlo. Nous avons opté ici pour une méthode basée sur des simulations Monte-Carlo.

5.3.1 Vitesse relative réduite α -fragment

L'observable qui nous intéresse ici est la vitesse relative réduite entre un α et les deux fragments[56, 81] :

$$v_{red} = 10 \times \frac{|\vec{v}_f^i - \vec{v}_\alpha|}{\sqrt{Z_i + 2}}, \quad (5.4)$$

où \vec{v}_α est la vitesse de l' α et \vec{v}_f^i la vitesse du fragment de charge Z_i . Cette observable permet de construire une distribution indépendamment du choix du référentiel et le dénominateur permet de s'affranchir d'une partie des effets Coulombiens. La vitesse relative réduite est calculée par rapport à chaque fragment $i = 1, 2$ car on ne sait pas à l'avance par lequel la particule α a été émise. La distribution de v_{red} est donc remplie deux fois pour chaque α détecté.

Distribution de v_{red} . La figure 5.9 présente la distribution de vitesse relative réduite des α détectés en coïncidence avec différents couples de fragments Z_1-Z_2 . Malgré la normalisation à la charge du fragment, la forme de la distribution de v_{red} dépend de l'asymétrie en charge des fragments. On observe principalement deux contributions à la distribution de v_{red} quel que soit le couple Z_1-Z_2 . On observe tout d'abord un fort pic centrée sur $v_{red} \sim 4 - 5$ cm/ns dont la position ne dépend pas de Z_1-Z_2 . Il s'agit vraisemblablement du cas où v_{red} est calculée par rapport au fragment qui a effectivement émis la particule α . On observe également un épaulement pour $v_{red} \gtrsim 6$ cm/ns dont la position dépend de Z_1-Z_2 . Il peut correspondre au cas

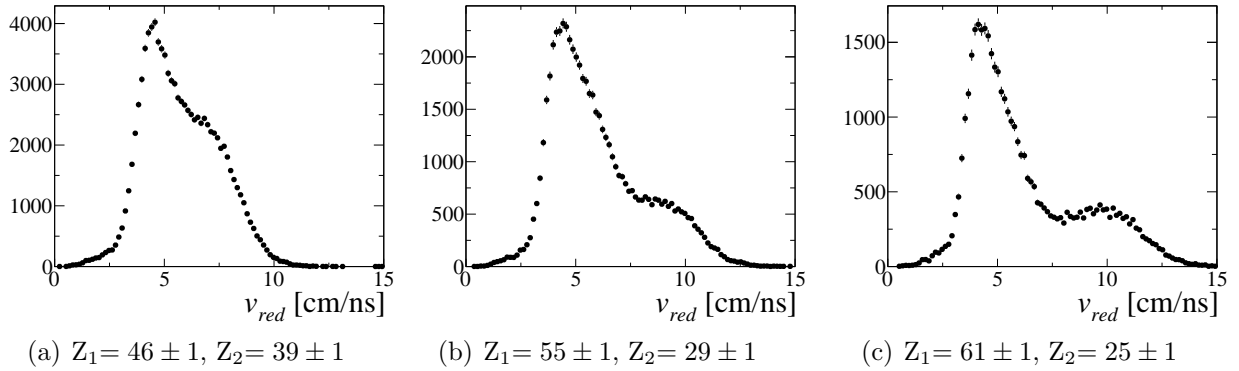


FIG. 5.9 – Distributions de vitesse relative réduite (Eq. (5.4)) pour des α détectés en coïncidence avec deux fragments lourds, pour différents couples Z_1-Z_2 .

où v_{red} est calculée par rapport au fragment qui n'a pas émis la particule α ou au cas où l' α n'a été émis par aucun des fragments (émission primaire). La distribution de vitesse relative réduite est donc la somme de différentes contributions, même dans le cas d'une émission purement secondaire. On ne peut donc pas extraire directement la proportion d'émission primaire à partir des distributions expérimentales.

5.3.2 Principe de la simulation Monte-Carlo

Afin de comprendre les différentes contributions à la distribution de v_{red} , nous avons simulé des événements d'évaporation d' α par la source de fusion et par les fragments secondaires. Pour chaque événement, un α est émis soit par l'un des fragments, soit par le noyau composé. Son énergie cinétique dans le référentiel de l'émetteur est tirée aléatoirement suivant une distribution de Maxwell-Boltzmann (Eq. 5.1), et son vecteur vitesse est orienté de manière isotrope dans ce même référentiel.

Hypothèses. Cette simulation est basée sur plusieurs hypothèses :

- (1) Les α sont émis de manière isotrope dans le référentiel de l'émetteur.
- (2) Les émissions sont indépendantes (M_α faible).
- (3) La source d'émission primaire a une charge $Z = 90$ (compromis entre $Z_1+Z_2=85$ et la charge totale détectée $Z_{tot}=95$).
- (4) Les fragments ont une température effective de $T = 5.0$ MeV (voir Fig. 5.7(b)).
- (5) Les barrières d'évaporation sont calculées à partir de l'équation (5.3) (voir Fig. 5.7(a)).
- (6) La diffusivité des barrières d'évaporation est identique pour toutes les sources d'émission.
- (7) La vitesse relative entre les fragments est tirée aléatoirement selon une distribution Gaussienne dont la valeur moyenne $\langle v_{12} \rangle = v_{12}^{viola}$ est donnée par la systématique de Viola [70, 71] et dont l'écart type $\sigma = 0.3$ cm/ns est déterminé à partir des distributions expérimentales.
- (8) Le nombre d' α émis par un fragment est proportionnel à sa charge Z (voir Fig. 5.8).

Paramètres libres. Il nous reste donc trois paramètres ajustables :

- (1) T_p , la température effective de la source d'émission primaire,
- (2) d_p , la diffusivité de sa barrière,
- (3) N_p , la proportion d'émission primaire.

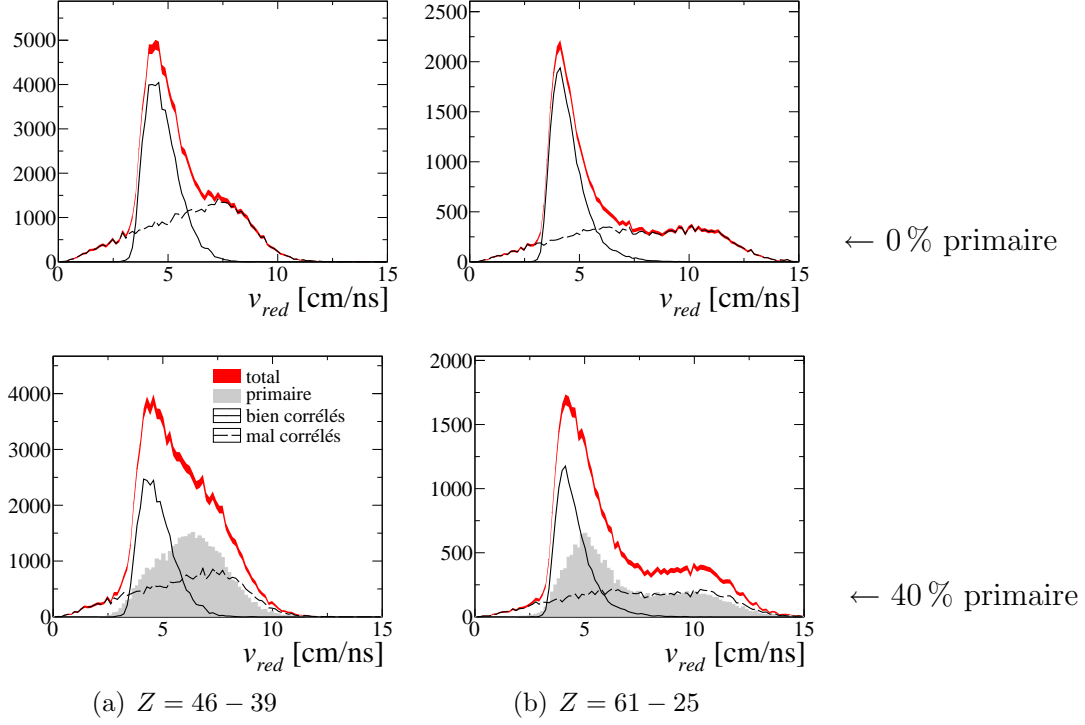


FIG. 5.10 – Distributions de vitesse relative réduite (Eq. (5.4)) pour des événements simulés. Les paramètres utilisés sont : $T_p = 7$ MeV, $d_p = 0.5$, $N_p = 0\%$ (haut) et $N_p = 40\%$ (bas).

Décomposition de la distribution de v_{red} . La figure 5.10 présente la distribution de vitesse relative réduite, pour des événements simulés avec deux couples $Z_1 - Z_2$, en distinguant les différentes contributions. Les paramètres utilisés sont $T_p = 7$ MeV, $d_p = 0.5$, et $N_p = 0\% - 40\%$. On retrouve les α bien corrélés autour de $v_{red} \sim 4 - 5$ cm/ns mais il y a toujours une contamination du pic par les α mal corrélés, même lorsque $N_p = 0\%$. Les particules produites par émission primaire viennent également polluer la contribution secondaire bien corrélée. L'ajout d'une contribution primaire modifie significativement la forme de la distribution de v_{red} . Cette observable peut donc être utilisée pour déterminer la proportion d'émission primaire en comparant les distributions de vitesse relative réduite, expérimentale et simulée.

5.3.3 Estimation de la contribution primaire

Nous allons maintenant utiliser la simulation de l'émission des α pour estimer la proportion d'évaporation primaire.

Primaire ou secondaire ? Revenons tout d’abord sur nos deux hypothèses extrêmes : émission purement primaire (sec. 5.2.1) ou émission purement secondaire (sec. 5.2.2). La figure 5.11 présente une comparaison entre les distributions de vitesse relative réduite (Eq. (5.4)), expérimentale et simulée, suivant les deux hypothèses extrêmes ($N_p = 0\% - 100\%$). Aucune des distributions générées à partir de ces deux hypothèses ne s’avère compatible avec les distributions expérimentales. La probabilité p que les deux histogrammes suivent la même distribution de probabilité est nulle. Cette probabilité est donnée par le test de Kolmogorov-Smirnov¹. Aucun autre couple (T_p, d_p) ne permet d’obtenir une meilleure compatibilité. Dans la mesure où les hypothèses nous ayant permis de simuler l’émission des α sont vraies, on peut affirmer que les α ne proviennent ni d’une émission purement primaire ni d’une émission purement secondaire. Il y a donc à la fois une contribution primaire et une contribution secondaire. Nous allons maintenant utiliser notre simulation pour estimer la proportion d’émission primaire.

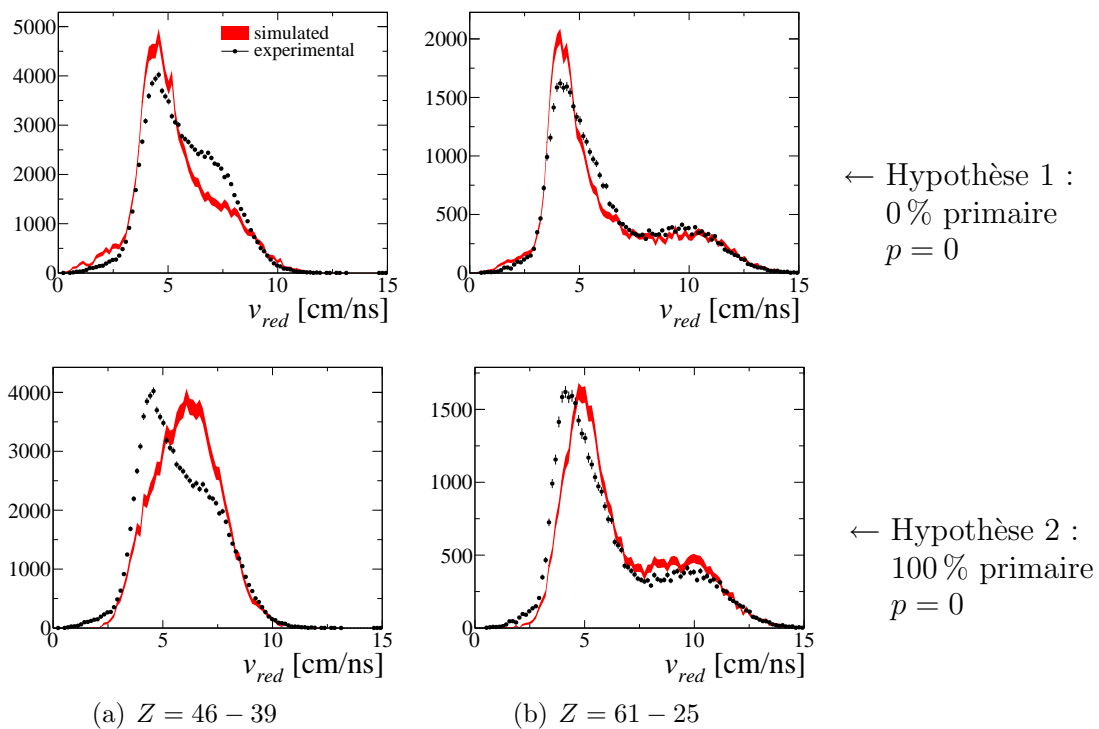


FIG. 5.11 – Comparaison entre les distributions de vitesse relative réduite (Eq. (5.4)), expérimentale et simulée ($2 \cdot 10^4$ événements). Les paramètres utilisés sont : $T_p = 6.25$ MeV, $d_p = 0.75$, $N_p = 0\%$ (haut) et $N_p = 100\%$ (bas). Dans tous les cas, les deux distributions sont incompatibles entre elles ($p = 0$).

Ajustement des paramètres libres. On cherche maintenant s’il existe un, ou plusieurs, jeux de paramètres (T_p, d_p, N_p) pour lesquels les distributions simulées et expérimentales sont compatibles. L’utilisation d’un algorithme de minimisation de χ^2 s’avérant trop coûteuse en ressources numériques, on choisit de faire varier “manuellement” les valeurs des paramètres dans les intervalles : $T_p \in [5.0 : 8.0]$ MeV par pas de 0.25 MeV, $d_p \in [0.5 : 0.9]$ par pas de 0.05,

¹Méthode TH1 : :KolmogorovTest(TH1*) de ROOT.

et $N_p \in [30 : 60] \%$ par pas de 2% . Ces intervalles ont été choisis de manière à toujours contenir le meilleur ajustement. Pour chaque jeu de paramètres $N_{ev} = 2 \cdot 10^4$ évènements sont simulés et la distribution de vitesse relative réduite est comparée à la distribution expérimentale en calculant une probabilité de compatibilité p . Le choix de $N_{ev} = 2 \cdot 10^4$ a été fait car il permet d'explorer une large gamme de (T_p, d_p, N_p) en un temps de calcul raisonnable, tout en assurant une bonne reproductibilité des résultats. La figure 5.12 présente la probabilité de compatibilité

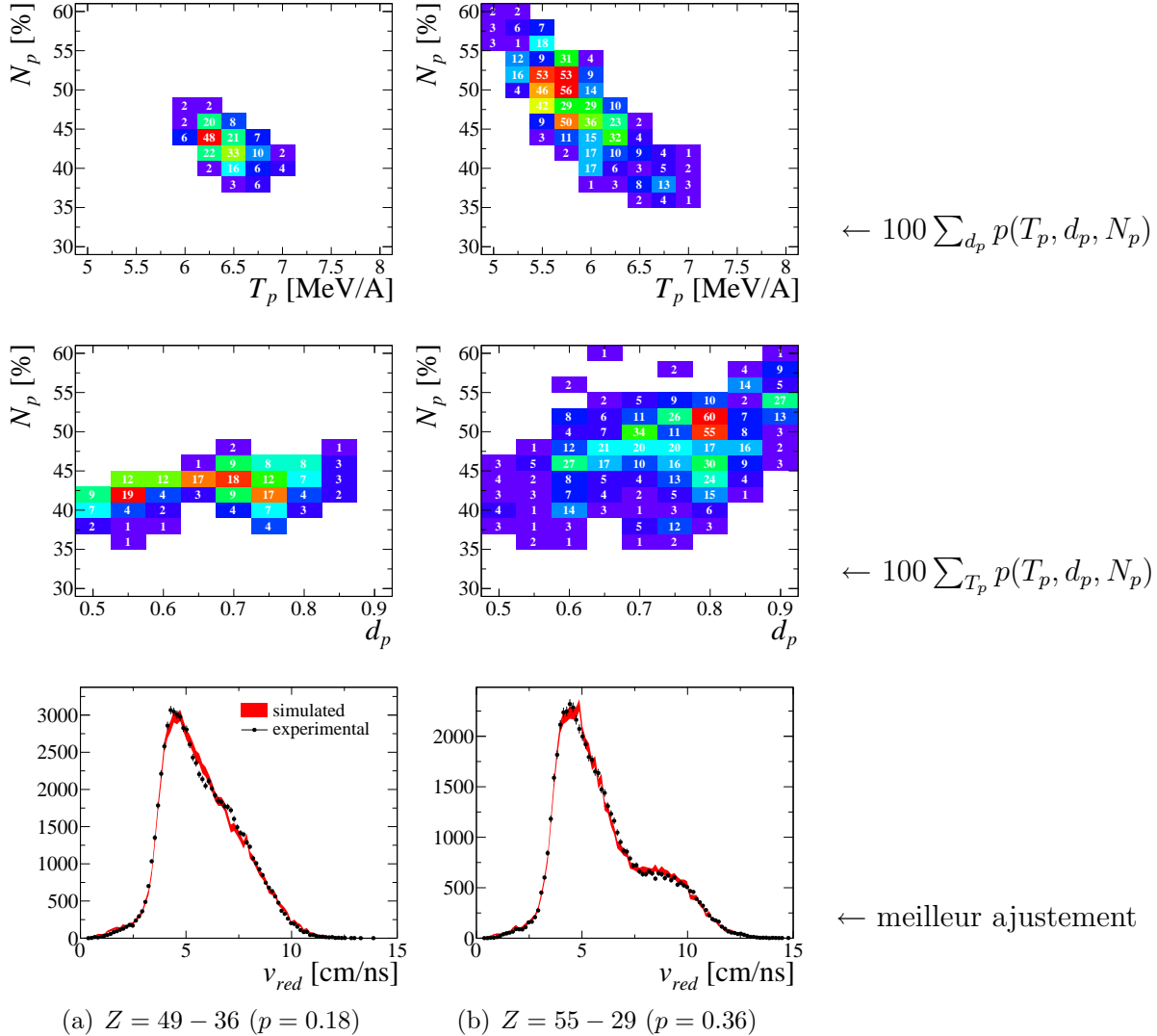


FIG. 5.12 – Détermination des jeux de paramètres (T_p, d_p, N_p) permettant de reproduire les distributions de v_{red} expérimentales : probabilité de compatibilité entre les distributions de vitesse relative réduite, expérimentale et simulée ($2 \cdot 10^4$ évènements), pour différentes valeurs des paramètres libres $p(T_p, d_p, N_p)$, projetées dans le plan (T_p, N_p) (haut) et (d_p, N_p) (milieu) ; et distributions de v_{red} simulée, correspondant au jeu de paramètres qui donne la plus grande probabilité de compatibilité avec la distribution expérimentale (bas).

entre les distributions de vitesse relative réduite, expérimentale et simulée, pour différentes valeurs des paramètres libres $p(T_p, d_p, N_p)$ projetées, soit dans le plan (T_p, N_p) , soit dans le plan (d_p, N_p) pour deux couples $Z_1 - Z_2$. Il y a une corrélation claire entre la température de

la source et la proportion d'émission primaire, alors que la diffusivité de la barrière semble être un paramètre moins contraignant. Dans les deux cas, les probabilités les plus élevées se situent aux alentours de $N_p \sim 40 - 50\%$ d'émission primaire. La distribution de vitesse relative réduite simulée la plus compatible avec la distribution expérimentale est également présentée sur la figure 5.12 pour chaque couple $Z_1 - Z_2$. Elles correspondent respectivement à $p = 0.18$ obtenue avec $(T_p, d_p, N_p) = (6.25, 0.65, 44)$ pour le couple $Z = 49 - 36$, et à $p = 0.36$ obtenue avec $(T_p, d_p, N_p) = (5.75, 0.8, 50)$ pour le couple $Z = 55 - 29$. Notre simulation de l'émission de particule α permet donc de reproduire de manière satisfaisante les distributions de v_{red} expérimentales, uniquement en ajoutant une proportion finie d'émission primaire.

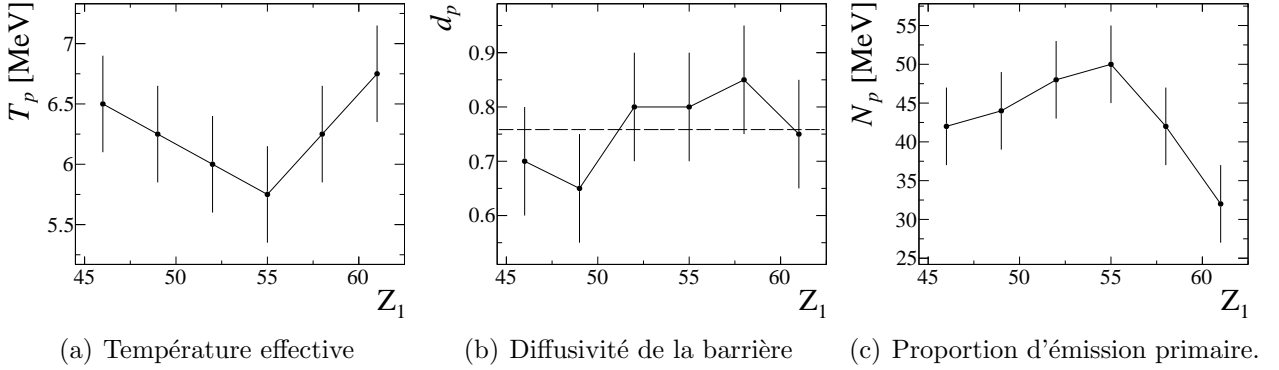


FIG. 5.13 – Évolution des paramètres (T_p, d_p, N_p) correspondant à la plus grande probabilité de compatibilité entre les distributions de vitesse relative réduite, expérimentale et simulée, en fonction de la charge du fragment le plus lourd (Z_1).

Résultat de l'ajustement. La figure 5.13 présente l'évolution des paramètres (T_p, d_p, N_p) correspondant à la plus grande probabilité de compatibilité entre les distributions de vitesse relative réduite, expérimentale et simulée, en fonction de Z_1 . Les incertitudes présentées sur cette figure ont été estimées à partir de la largeur de la distribution de $p(T_p, d_p, N_p)$ projetée suivant l'axe de chaque paramètre. Les valeurs obtenues, ainsi que la meilleure probabilité de compatibilité p sont reportées dans le tableau 5.1. La température effective de la source

	T_p (en MeV)	d_p	N_p (en %)	p	M_α	M_α^{prim}	$M_\alpha^{sec}/2$
$Z = 46 - 39$	6.50 ± 0.4	0.70 ± 0.1	42 ± 5	0.05	2.22	0.9 ± 0.1	0.64 ± 0.06
$Z = 49 - 36$	6.25 ± 0.4	0.65 ± 0.1	44 ± 5	0.18	2.22	1.0 ± 0.1	0.62 ± 0.06
$Z = 52 - 32$	6.00 ± 0.4	0.80 ± 0.1	48 ± 5	0.32	2.47	1.2 ± 0.1	0.64 ± 0.07
$Z = 55 - 29$	5.75 ± 0.4	0.80 ± 0.1	50 ± 5	0.36	2.55	1.3 ± 0.1	0.64 ± 0.07
$Z = 58 - 27$	6.25 ± 0.4	0.85 ± 0.1	42 ± 5	0.11	2.51	1.1 ± 0.1	0.73 ± 0.07
$Z = 61 - 25$	6.75 ± 0.4	0.75 ± 0.1	32 ± 5	0.04	2.46	0.8 ± 0.1	0.84 ± 0.07

TAB. 5.1 – Valeurs des paramètres (T_p, d_p, N_p) correspondant à la plus grande probabilité de compatibilité entre les distributions de vitesse relative réduite, expérimentale et simulée, pour les différents couples $Z_1 - Z_2$.

d'émission primaire T_p présente un minimum pour $Z_1 = 55$. Il faut néanmoins noter que les

différentes valeurs sont compatibles entre elles à 2σ . Cette évolution n'est donc pas significative. La diffusivité d_p semble indépendante du couple Z_1-Z_2 considéré. En revanche, la proportion d'émission primaire évolue de $N_p \sim 40\%$ pour $Z_1 = 46$ à $N_p \sim 30\%$ pour $Z_1 = 61$ en passant par un maximum ($N_p \sim 50\%$) pour $Z_1 = 55$. Cette évolution sera discutée une fois que les multiplicités primaires et secondaires seront calculées car la multiplicité totale de $d'\alpha$ dépend légèrement de l'asymétrie de Z_1-Z_2 .

Multiplicité primaire et secondaire. La figure 5.14 présente l'évolution de la multiplicité primaire M_α^{prim} et de la multiplicité secondaire par fragment lourd $M_\alpha^{sec}/2$ en fonction de la charge du fragment le plus lourd (Z_1). Ces deux quantités sont calculées à partir de la multiplicité totale d' α détectés en coïncidence avec chaque couple Z_1-Z_2 et la proportion d'émission primaire (voir Tab.5.1). Les valeurs de M_α^{prim} et de $M_\alpha^{sec}/2$ sont également reportées dans le tableau 5.1. Comme la proportion d'émission primaire N_p , le nombre moyen d' α émis avant

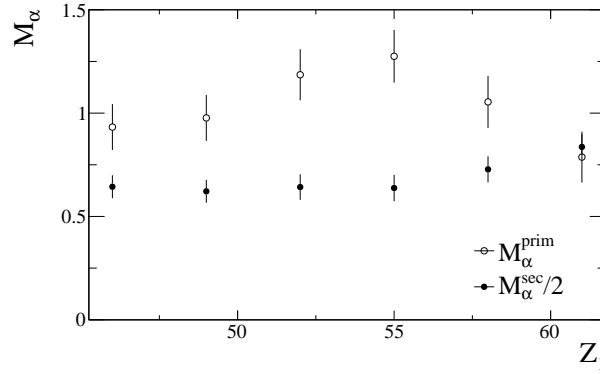


FIG. 5.14 – Évolution de la multiplicité primaire M_α^{prim} et de la multiplicité secondaire par fragment lourd $M_\alpha^{sec}/2$ en fonction de la charge du fragment le plus lourd Z_1 .

formation des fragments augmente avec Z_1 pour atteindre un maximum à $Z_1 = 55$, puis diminue pour les partitions les plus asymétriques. L'augmentation de la multiplicité primaire avec l'asymétrie Z_1-Z_2 peut indiquer la présence d'évènements de quasi-fission dans les partitions les plus symétriques. Cette contamination diminuerait alors artificiellement le nombre moyen d' α émis par la source primaire. Le nombre d' α émis par fragment lourd ($M_\alpha^{sec}/2$) est quant à lui indépendant du couple Z_1-Z_2 considéré jusqu'à $Z_1 = 55$ puis augmente légèrement. Il semble donc se passer quelque chose autour de $Z_1 = 55$ mais ces variations sont toutefois faibles par rapport aux incertitudes expérimentales.

La multiplicité primaire d' α , moyennée sur l'ensemble des asymétries, est $\langle M_\alpha^{prim} \rangle_{Z_1-Z_2} = 1.0 \pm 0.1$. En moyenne une particule α est donc émise avant que les fragments ne soient formés. En d'autres termes, lors des premiers instants de la collision, un système nucléaire composite est formé assez longtemps pour émettre, en moyenne, une particule α . Cette information peut ensuite permettre d'extraire le temps moyen de formation des fragments en comparant la multiplicité d' α avec des modèles dynamiques traitant à la fois la fission et l'évaporation de particules légères [82].

5.3.4 Discussion

L'étude de la forme de la distribution de vitesse relative réduite nous a permis de montrer que les α proviennent à la fois d'une émission primaire et d'une émission secondaire. Revenons sur deux observations expérimentales qui nous avaient poussé à conclure à une émission purement primaire ou purement secondaire : la forme des spectres en énergie des α dans le référentiel du centre de masse de la réaction et les diagrammes $v_{//} - v_{\perp}$ dans le référentiel des fragments.

Spectres en énergie. Dans la section 5.2.1, nous avons étudié la forme des spectres en énergie des α dans le référentiel du centre de masse de la réaction. La forme de ces spectres semblait indépendante du nombre de fragments lourds détectés en coïncidence. De plus, les spectres en énergie des α ont pu être reproduits par une distribution de Maxwell-Boltzmann modifiée, ce qui nous avait alors incité à conclure à une émission purement primaire. En revanche, les barrières d'évaporation se sont avérées incompatibles avec la taille de la source primaire et les diffusivités de barrières semblaient trop élevées pour que les α aient été émis par une seule source. Avec la simulation présentée dans ce chapitre nous avons la possibilité de distinguer les différentes contributions aux spectres en énergie des α pour mieux comprendre leur forme.

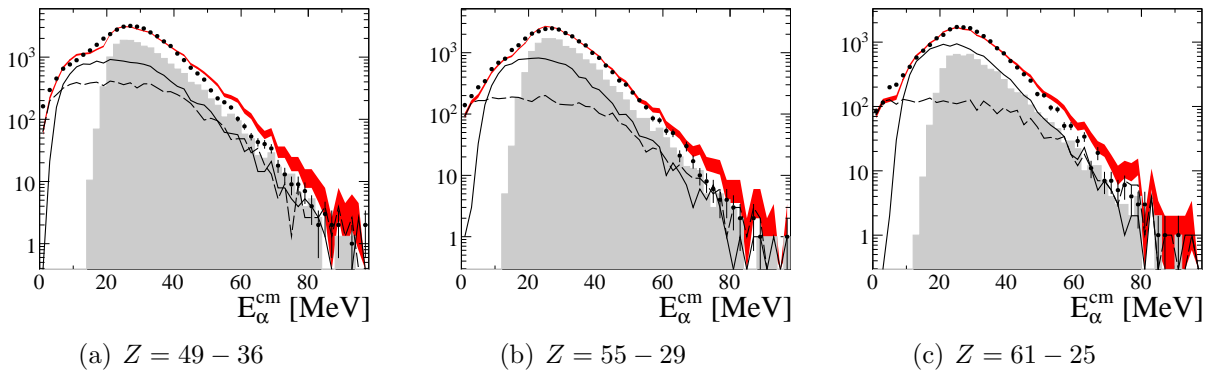


FIG. 5.15 – Comparaison entre les spectres en énergie des α dans le centre de masse théorique de la réaction, expérimentaux (symboles) et simulés avec les valeurs de (T_p, d_p, N_p) indiquées dans le tableau 5.1 (ligne rouge). La distribution simulée est décomposée en une contribution primaire (histogramme grisé) et deux contributions provenant de Z_1 (ligne continue) et de Z_2 (ligne discontinue).

La figure 5.10 présente une comparaison entre les spectres en énergie des particules α , expérimentaux et simulés en utilisant les valeurs de (T_p, d_p, N_p) indiquées dans le tableau 5.1. La forme des spectres en énergie est globalement bien reproduite par la simulation, bien que cette observable n'ait pas été utilisée pour contraindre les paramètres (T_p, d_p, N_p) . On observe également que la forme des spectres est très éloignée de la forme attendue pour une émission purement primaire. La contribution secondaire a pour principal effet d'élargir les spectres en dessous de la valeur la plus probable. C'est ce qui a conduit à l'extraction de diffusivités anormalement grandes. La forme des spectres en énergie peut donc être décrite de manière satisfaisante comme la somme d'une contribution primaire et de deux contributions secondaires.

Dans d'autres travaux [9], les spectres en énergie des particules α ont été utilisés pour extraire la proportion d'émission primaire en effectuant des ajustements à plusieurs sources "en

mouvement” (*multiple-moving-source fits*). Les spectres des particules α sont particulièrement difficiles à reproduire avec ce genre de technique (Fig. 12 dans [9]). Il est intéressant de noter que la méthode utilisée dans ce chapitre permet de reproduire ces spectres sans qu’ils soient utilisés comme contrainte pour l’ajustement des paramètres (T_p, d_p, N_p).

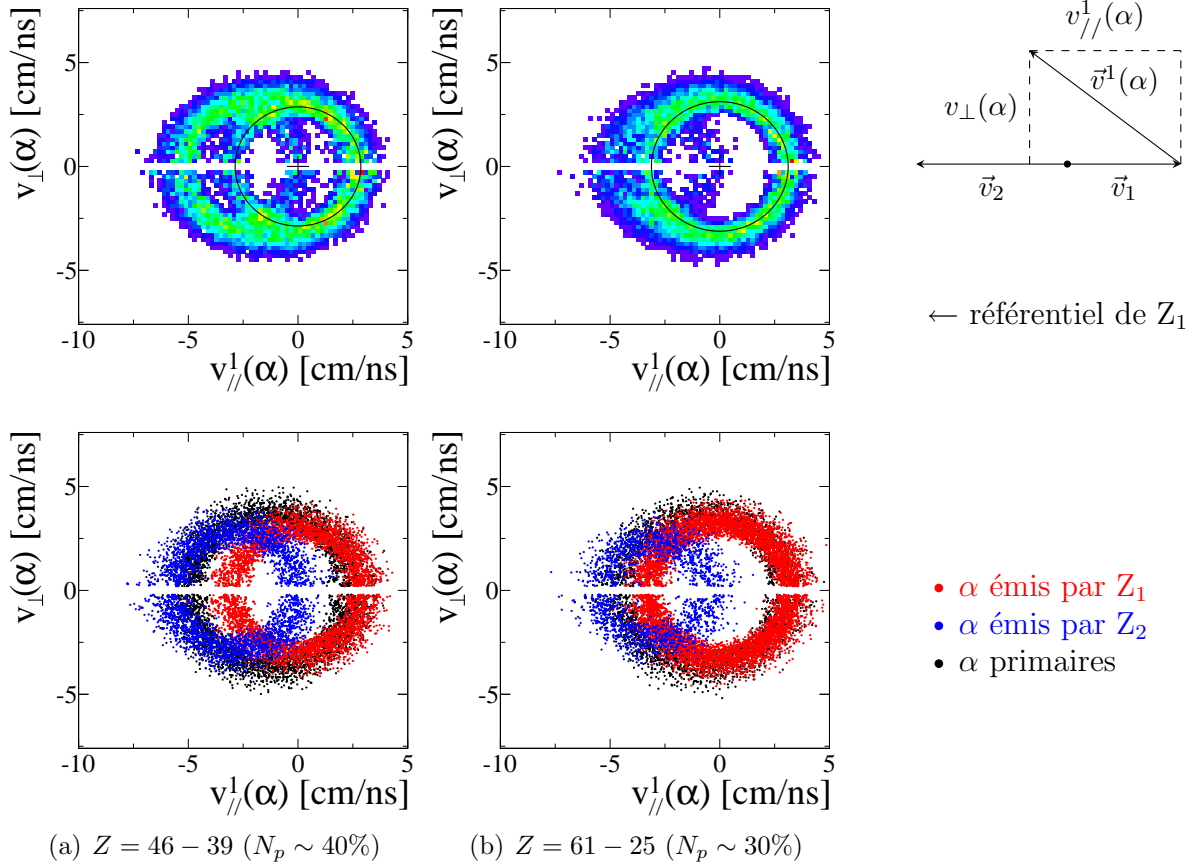


FIG. 5.16 – Diagrammes $v_{//} - v_{\perp}$ des particules α , simulés avec les valeurs de (T_p, d_p, N_p) indiquées dans le tableau 5.1 pour deux couples $Z_1 - Z_2$. Les vitesses sont calculées dans le référentiel de Z_1 .

Diagrammes $v_{//} - v_{\perp}$. Dans la section 5.2.2, nous avons étudié la topologie de l’émission des α dans le référentiel des fragments. La présence de cercles Coulombiens centrés sur l’un ou l’autre des fragments lourds et l’absence apparente de cercle centré sur le centre de masse de deux fragments dans les diagrammes $v_{//} - v_{\perp}$ nous avait incité à conclure que l’émission des α se faisait majoritairement par évaporation des fragments. Or les distributions de vitesse relative réduite n’ont pu être reproduites qu’en ajoutant une proportion finie ($N_p \sim 30 - 50\%$) d’ α provenant d’une émission primaire.

La figure 5.16 présente les diagrammes $v_{//} - v_{\perp}$ des α dans le référentiel de Z_1 simulés pour les deux mêmes couples $Z_1 - Z_2$ que sur la figure 5.4. Les valeurs de (T_p, d_p, N_p) utilisées pour générer ces évènements sont celles indiquées dans le tableau 5.1. Comme dans les données expérimentales, seuls les cercles Coulombiens associés à l’émission secondaire apparaissent clairement dans cette représentation. L’avantage de générer ses propres évènements

est que l'on peut distinguer les différentes contributions. Sur la figure 5.16 (bas), les α provenant de l'évaporation de Z_1 , Z_2 , et de la source d'émission primaire sont représentés de différentes couleurs. Les α primaires sont clairement "cachés" par les deux contributions secondaires. La présence de cercles Coulombiens fortement peuplés dans les diagrammes $v_{//} - v_{\perp}$ indique la présence d'une partie d'émission secondaire mais n'exclut en rien la présence d'émission primaire.

5.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous nous sommes intéressé à la séquence d'émission, et donc à l'origine, des particules légères détectées en coïncidence avec plusieurs fragments lourds dans les collisions centrales de $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ de 8 à 25 MeV/A. Nous avons tout d'abord exploré deux hypothèses extrêmes de production des α : une émission purement primaire par une source de fusion et une émission purement secondaire par les fragments après formation. Aucune de ces hypothèses ne s'est révélée satisfaisante. La comparaison de la distribution en vitesse relative réduite α -fragments expérimentale avec celle obtenue par une simulation Monte-Carlo, nous a permis d'extraire la proportion d'émission primaire dans les événements de fission à 12 MeV/A : $\langle M_{\alpha}^{\text{prim}} \rangle = 1.0 \pm 0.1$. En d'autres termes, lors des premiers instants de la collision, un système nucléaire composite est formé assez longtemps pour émettre en moyenne une particule α avant que les fragments ne soient formés. Nous ne sommes en revanche pas capable de déterminer si ce système est équilibré. La multiplicité d' α primaire peut alors être utilisée pour extraire l'intervalle de temps séparant la formation du système et la formation des fragments, à l'aide d'un modèle dynamique traitant à la fois la fission et l'évaporation de particules légères [82].

L'extraction de la proportion d'émission primaire présenté dans ce chapitre doit être étendue de manière systématique aux autres énergies incidentes, ainsi qu'à la voie de sortie à trois fragments lourds. Pour pouvoir traiter le cas des événements à trois fragments, la méthode présenté dans la section 5.3 doit être étendue.

Troisième partie
Multifragmentation

Chapitre 6

Fluctuations et échelle de temps

Dans la partie précédente nous avons traité la question de l'évolution du mécanisme de désexcitation, de la fission séquentielle vers le régime de multifragmentation. Ce chapitre est dédié à l'étude de la nature du processus de multifragmentation.

La multifragmentation nucléaire, observée dans les collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires ($\sim 20 - 150 \text{ MeV/A}$) [83], a longtemps été associée à une zone de coexistence liquide-gaz prédite dans le diagramme des phases de la matière nucléaire [84–86]. De nombreuses études statistiques [15, 87–93] ou dynamiques [16, 94–97] supportent aussi bien l'existence de transitions de phases continues de type liquide-gaz [17, 21, 87, 88, 98–101] ou de transitions discontinues (premier ordre) dans la zone de coexistence [18, 21, 101–105]. Le processus de multifragmentation a également été interprété dans une image purement dynamique comme la survie de corrélations présentes dans l'état initial [19, 106]. Cela démontre bien la difficulté d'identifier et de caractériser quantitativement une transition de phase dans un système aussi petit que le noyau atomique, où les effets de taille finie brouillent la nature de la transition [20, 107, 108] et dont l'ordre peut également changer avec la taille du système [21, 101].

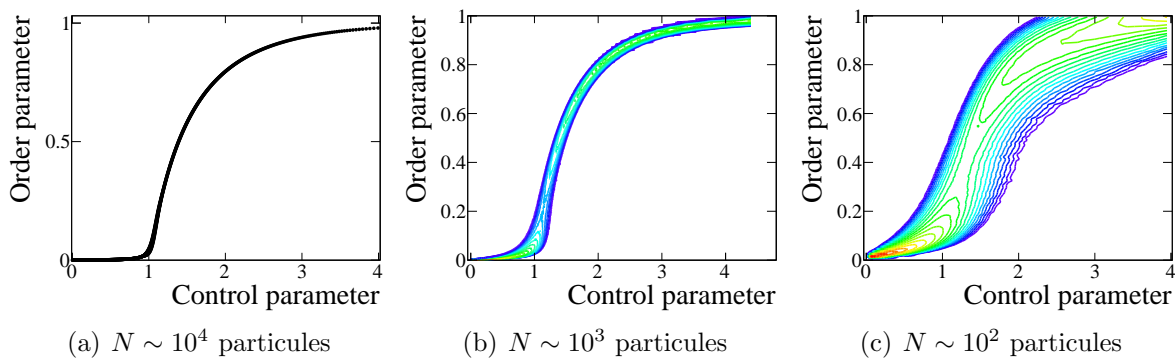


FIG. 6.1 – Corrélation entre le paramètre d'ordre et le paramètre de contrôle pour une transition de phase ayant lieu dans des systèmes de différentes tailles.

C'est dans ce contexte que la collaboration INDRA a tenté d'établir des caractéristiques génériques du processus de multifragmentation pour en déduire sa nature. Dans le cadre de la théorie des fluctuations universelles [22, 23], l'étude du comportement des fluctuations de certaines observables permet d'obtenir des informations génériques sur le processus de formation des fragments. A partir de l'étude du Δ -*scaling* de différentes observables potentiellement liées au paramètre d'ordre de la multifragmentation, il a été montré que la charge du fragment le

plus lourd détecté dans chaque événement, Z_{\max}^1 , se comporte comme un paramètre d'ordre [24]. En d'autres termes, Z_{\max} est une observable pertinente pour caractériser l'état du système. L'observation du caractère bimodal de la distribution de Z_{\max} [25] a permis de confirmer ce comportement, et de caractériser la transition d'une phase à l'autre en déterminant notamment la chaleur latente de la transition ; mais cette analyse ne dit rien sur le mécanisme de production des fragments dans les deux phases.

L'étude détaillée de la forme de la distribution du paramètre d'ordre permet quant à elle d'obtenir des informations sur le processus sous-jacent et l'état du système au moment de la formation des fragments. Deux formes asymptotiques de la distribution de Z_{\max} ont été identifiées dans [26] : une distribution Gaussienne aux plus basses énergies, et une distribution de Gumbel [109, 110] pour les plus hautes énergies. Dans ce chapitre, nous allons essayer de comprendre le mécanisme de formation des fragments en étudiant l'évolution de la forme de la distribution de Z_{\max} dans les collisions centrales de $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$, à des énergies incidentes intermédiaires entre les deux régimes asymptotiques. L'idée qui sous-tend l'analyse présentée dans ce chapitre est la suivante : au lieu d'interpréter des observations expérimentales en les comparant à un modèle contenant un maximum de détails sur le système et sur l'interaction entre ses constituants, nous allons les comparer à deux modèles d'agrégation ne contenant aucun détail sur l'interaction, pour en déduire des comportements génériques du processus de multifragmentation.

6.1 Transition de phases et multifragmentation

Le concept de transition de phases est historiquement défini uniquement à la limite thermodynamique, c'est-à-dire lorsque le nombre de constituants du système tend vers l'infini ($N \sim 10^{23}$ particules). Plusieurs travaux, en partie motivés par l'étude du processus de multifragmentation, se sont attachés à étendre ce concept aux systèmes finis [22, 23, 111, 112]. Dans cette section nous allons exposer une partie des difficultés à identifier des signaux de transition de phases dans un système aussi petit que le noyau atomique ($N \sim 10^2$ particules). Cette section est ponctuée d'illustrations obtenues avec le modèle d'agrégation irréversible de Smoluchowski. Bien que ce modèle soit détaillé dans la section 6.2.3.2, il est intéressant d'en rappeler les principales caractéristiques.

Agrégation irréversible de Smoluchowski. Ce modèle décrit l'évolution d'une population de clusters au cours du temps [113]. Le paramètre d'ordre naturel de ce modèle est la taille du plus grand cluster (s_{\max}). Cette quantité présente un comportement critique à $t = t_c$. Lorsque $t < t_c$, le système est dans une phase désordonnée composée de clusters microscopiques. Lorsque $t > t_c$, le système est dans une phase ordonnée caractérisée par l'émergence d'un cluster macroscopique.

6.1.1 Phénomènes critiques dans un système de taille finie

Dans un système infini, une transition de phases continue doit, en principe, pouvoir être identifiée par la présence d'une discontinuité de la dérivée du paramètre d'ordre par rapport au paramètre de contrôle au point critique (non analyticité d'un potentiel thermodynamique). Cette

¹Dans ce chapitre on pose $Z_{\max}=Z_1$.

discontinuité est accompagnée de fluctuations anormalement larges de certaines observables liées au paramètre d'ordre du système. Le principal obstacle à l'identification de signaux de transition de phases dans un noyau atomique est la présence de grandes fluctuations statistiques inhérentes aux systèmes de petite taille.

Effet de taille finie. Pour illustrer l'effet de la taille du système sur ces signaux de transition de phases, la figure 6.1 présente la corrélation entre le paramètre d'ordre et le paramètre de contrôle, obtenue avec le modèle d'agrégation irréversible de Smoluchowski (voir sec. 6.2.3.2), pour des systèmes de différentes tailles : $N \sim 10^4$, $N \sim 10^3$, et $N \sim 10^2$ particules. Pour des raisons pratiques de temps de calculs, nous n'avons pas pu simuler de systèmes avec plus de $N \sim 10^4$ particules. Dans un système avec un grand nombre de particules ($N \sim 10^4$), les fluctuations restent faibles mais la corrélation entre le paramètre de contrôle et le paramètre d'ordre se distord légèrement au voisinage du point critique (Fig. 6.1(a)). Lorsque la taille du système diminue ($N \sim 10^3$), les fluctuations deviennent de plus en plus importantes et la discontinuité de la dérivée de $\langle s_{\max} \rangle$ disparaît complètement (Fig. 6.1(b)). Finalement, pour un système dont la taille est comparable à celle d'un noyau atomique ($N \sim 100$), les fluctuations de taille finie sont si grandes qu'il est très difficile de caractériser la transition à partir de cette simple corrélation (Fig. 6.1(c)).

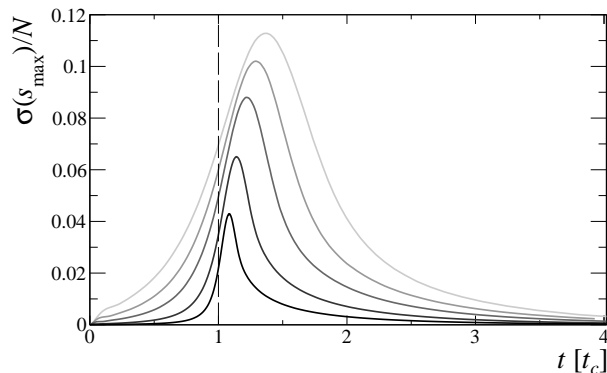


FIG. 6.2 – Évolution de l'écart type de la distribution du paramètre d'ordre en fonction du temps de clustérisation, obtenue avec le modèle d'agrégation de Smoluchowski pour des systèmes composés de $N \sim 10^4$, 2.10^3 , 5.10^2 , 2.10^2 , 10^2 particules (du plus foncé au plus clair).

Comportement pseudo-critique. La figure 6.2 présente l'évolution de l'écart type de la distribution du paramètre d'ordre en fonction du temps d'agrégation, obtenue avec le modèle de Smoluchowski pour des systèmes de différentes tailles N . Dans le système infini, cette quantité critique diverge au point critique. Dans un système fini, $\sigma(s_{\max})$ atteint un maximum au point pseudo-critique $t = t_c^*$ dont la position dépend de la taille du système. Plus la taille du système diminue, plus t_c^* s'éloigne de t_c . Dans ce modèle extrêmement simple, le maximum des fluctuations dans un système fini ne coïncide jamais avec le point critique du système infini. En revanche, une partie de l'information sur la transition de phase est toujours contenue dans les fluctuations du paramètre d'ordre.

6.1.2 Théorie des fluctuations universelles

La théorie du caractère universel des fluctuations du paramètre d'ordre dans les systèmes finis, développée par R. Botet et M. Płoszajczak [22, 23], fournit un cadre théorique solide permettant d'obtenir des informations sur une transition de phase sans avoir à caractériser l'état du système au moment de la formation des clusters. Dans ce cadre, les informations sur la transition peuvent être obtenues à partir des propriétés des partitions de clusters, indépendamment des détails du système étudié.

Δ -*scaling*. Les observables expérimentales reliées à un paramètre d'ordre critique peuvent être identifiées à partir du comportement de leur fluctuations. C'est ce qu'on appelle le Δ -*scaling*. Ce comportement est observé lorsque les distributions $P_N[m]$ d'une observable m , pour des systèmes de différentes tailles N , se regroupent en une seule courbe $\Phi(z_{(\Delta)})$, indépendante de la taille du système, avec :

$$\langle m \rangle^\Delta P_N[m] = \Phi\left(\frac{m - \langle m \rangle}{\langle m \rangle^\Delta}\right), \quad (6.1)$$

où $\langle m \rangle$ est la valeur moyenne de la distribution $P_N[m]$ et Δ le facteur d'échelle compris entre $1/2$ et 1 . Une condition nécessaire mais pas suffisante pour l'observation du Δ -*scaling* est que la variance (σ^2) et la valeur moyenne ($\langle m \rangle$) de $P_N[m]$ satisfassent la relation suivante :

$$\sigma^2 \propto \langle m \rangle^{2\Delta}, \quad (6.2)$$

de telle manière que si on représente la corrélation entre le logarithme de σ^2 et de $\langle m \rangle^2$ pour une valeur définie du paramètre de contrôle, les systèmes de différentes tailles se regroupent le long d'une droite de pente Δ .

La relation de Δ -*scaling* de l'équation (6.1) avec $\Delta = 1$ (première loi d'échelle) correspond à des fluctuations anormalement grandes de l'observable m . Elle est vérifiée au point critique du système infini. En d'autres termes, au point critique du système infini, toutes les distributions $P_N[m]$ sont identiques à un facteur d'échelle près. Cette propriété peut être utilisée pour localiser le point critique du système infini si on dispose d'une mesure précise de la distribution du paramètre d'ordre pour plusieurs systèmes de tailles différentes (voir sec. 6.3). La première loi d'échelle a également été observée dans un modèle de gaz sur réseau, le long d'une ligne de fluctuations maximales dans le diagramme densité-température située à l'intérieur de la zone de coexistence [114].

La seconde loi d'échelle, avec $\Delta = 1/2$, est observée dans un régime de fluctuations poissonniennes, c'est-à-dire loin du point critique. C'est également le cas si l'observable considérée n'est pas fortement reliée au paramètre d'ordre, quel que soit l'état du système. Dans des systèmes de très petite taille, des déviations à la valeur asymptotique $\Delta = 1/2$ peuvent être observées. C'est ce que nous allons montrer dans le paragraphe suivant en utilisant, une fois de plus, le modèle de Smoluchowski.

Illustration avec le modèle de Smoluchowski. Dans ce modèle, le paramètre d'ordre ainsi que le point critique du système infini sont connus. C'est donc un bon candidat pour illustrer et tester le domaine de validité du Δ -*scaling*. La figure 6.3 présente la corrélation entre le logarithme des deux premiers moments ($\langle m \rangle^2$ et σ^2) de la distribution du paramètre

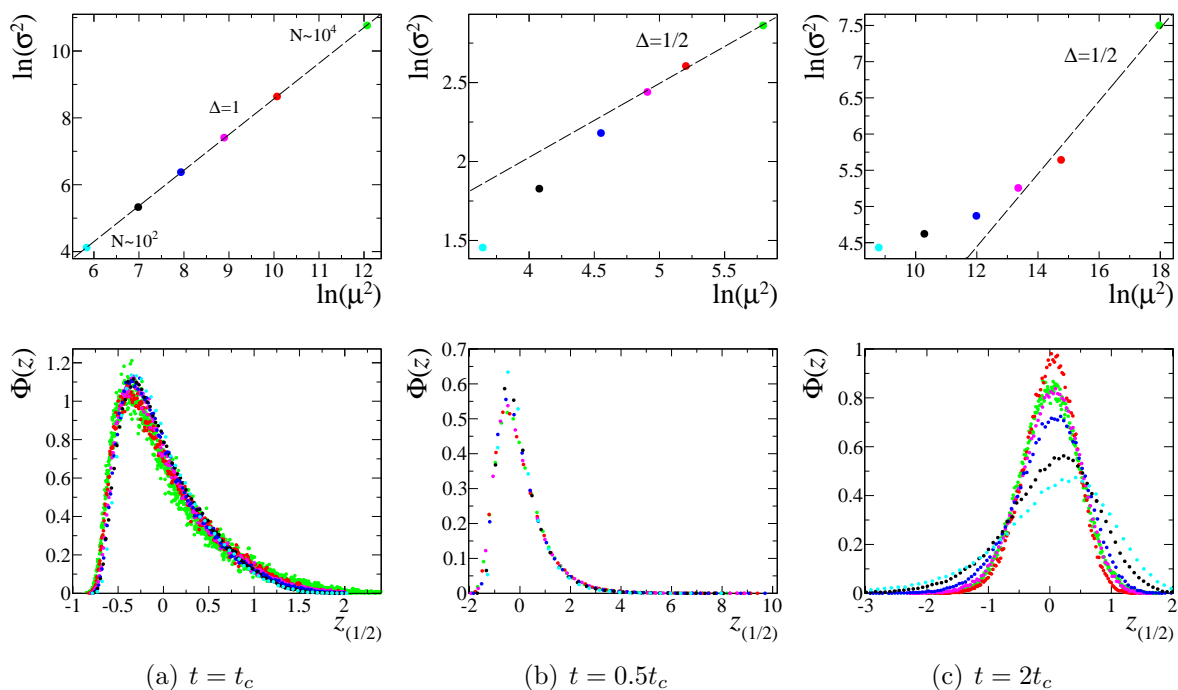


FIG. 6.3 – Illustration du Δ -scaling dans le modèle de Smoluchowki pour des systèmes de taille $N \sim 10^2$ à $N \sim 10^4$ à différentes valeurs de temps d'aggrégation : (Haut) Corrélation entre le logarithme des deux premiers moments ($\mu^2 = \langle m \rangle^2$ et σ^2) de la distribution du paramètre d'ordre (s_{\max}); (Bas) Distribution du paramètre d'ordre représenté en terme de $\Phi(z_\Delta)$ avec la valeur de Δ indiqué dans la figure du haut.

d'ordre (s_{\max}), ainsi que la distribution du paramètre d'ordre représenté en terme de $\Phi(z_\Delta)$, pour des systèmes de différentes tailles.

Au point critique ($t = t_c$), la relation (6.2) avec $\Delta = 1$ est vérifiée pour tous les systèmes considérés. De plus, toutes les distributions $P_N[m]$ se superposent lorsqu'elles sont représentées en terme de $\Phi(z_{(\Delta=1)})$ (Fig. 6.3(a)).

Dans la phase désordonnée ($t = 0.5t_c$) la relation (6.2) avec $\Delta = 1/2$ est vérifiée pour les systèmes de tailles supérieures à $N \sim 10^3$ particules (Fig. 6.3(b)). Pour les systèmes de plus petites tailles, la valeur de Δ dévie légèrement de la valeur asymptotique et se rapproche de $\Delta = 1$. En revanche les distributions $P_N[m]$ se superposent lorsqu'elles sont représentées en terme de $\Phi(z_{(\Delta=1/2)})$, avec de légères déviations aux grandes valeurs de $z_{(\Delta=1/2)}$.

De même, dans la phase ordonnée ($t = 2t_c$) la relation (6.2) avec $\Delta = 1/2$ est vérifiée pour les systèmes de tailles supérieures à $N \sim 10^3$ (Fig. 6.3(c)). Lorsque la taille du système est plus faible la valeur de Δ dévie fortement de la valeur asymptotique et semble tendre vers $\Delta = 0$ lorsque la taille du système diminue. Seules les distribution $P_N[m]$ avec $N \gtrsim 10^3$ se superposent grossièrement lorsqu'elles sont représentées en terme de $\Phi(z_{(\Delta=1/2)})$.

En résumé, l'étude des fluctuations du paramètre d'ordre dans le modèle de Smoluchowski nous a permis de montrer que seule la relation de Δ -scaling avec $\Delta = 1$ au point critique du système infini est observable dans des systèmes avec un nombre de constituants inférieur à $N \sim 10^3$ particules.

6.1.3 Application aux données de multifragmentation

6.1.3.1 Δ -*scaling*

Il existe deux grandes familles de scénarios de formation de fragments pour lesquelles un comportement critique a été identifié. La première famille de scénarios contient des modèles d'agrégation à l'équilibre thermodynamique (*Fisher drop model* [115], modèle d'Ising [116] ou de percolation (voir sec. 6.2.3.1)), et hors équilibre comme le modèle de Smoluchowski (voir sec. 6.2.3.2). Dans ces modèles, le paramètre d'ordre de la transition est la taille du plus grand cluster s_{\max} . La seconde famille de scénarios contient plusieurs modèles de fragmentation tel que le *fragmentation-inactivation-binary model* [117], où le paramètre d'ordre est le nombre de clusters M [118]. L'idée proposée par R. Botet dans [24] est d'étudier le comportement de Δ -*scaling* des fluctuations expérimentales de ces observables, qui ont le bon goût d'être mesurables avec INDRA (Z_{\max} et M_{tot}), afin de déterminer si elles se comportent comme un paramètre d'ordre pour la multifragmentation.

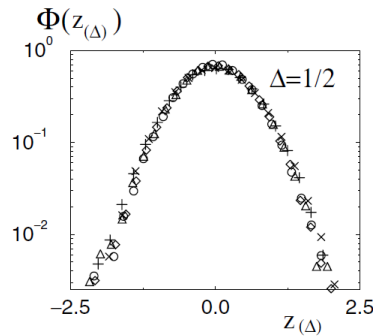


FIG. 6.4 – Analyse du comportement de Δ -*scaling* des fluctuations de la distribution de M_{tot} dans les collisions centrales de $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$: distribution de M_{tot} tracée en terme de la seconde loi d'échelle $\Phi(z_{(\Delta=1/2)})$ à $E_{\text{beam}} = 25$ (astérisques), 32 (croix), 39 (triangles), 45 (diamants), et 50 MeV/A (cercles). Figures tirées de [24].

Adaptation du Δ -*scaling*. L'utilisation du Δ -*scaling* comme présenté dans la section précédente nécessite de mesurer avec précision la distribution de l'observable m pour des systèmes de tailles différentes et sur une grande gamme en paramètre de contrôle. Expérimentalement, il est difficile de faire varier de manière importante la masse totale du système. L'hypothèse qui a été faite dans [24] est la suivante : dans l'équation (6.1) $\langle m \rangle$ joue le rôle de paramètre d'échelle et peut remplacer N comme mesure de la taille du système. En d'autres termes, au lieu de considérer des systèmes de tailles différentes, on peut selon cette hypothèse utiliser des systèmes de mêmes tailles mais pour lesquels la valeur moyenne de m est différente. Il a également été proposé que la seconde loi d'échelle ($\Delta = 1/2$) soit observée si le système se trouve dans une phase ordonnée de basse température ou si l'observable considérée n'est pas reliée au paramètre d'ordre. La première loi d'échelle ($\Delta = 1$) est associée à une phase désordonnée de haute température. De même que pour le Δ -*scaling* "classique", une variable qui n'est pas reliée au paramètre d'ordre ne doit jamais satisfaire la première loi d'échelle. Dans ce nouveau cadre phénoménologique, l'observable m peut être considérée comme un paramètre d'ordre, si elle présente un changement de loi d'échelle lorsqu'on varie le paramètre de contrôle.

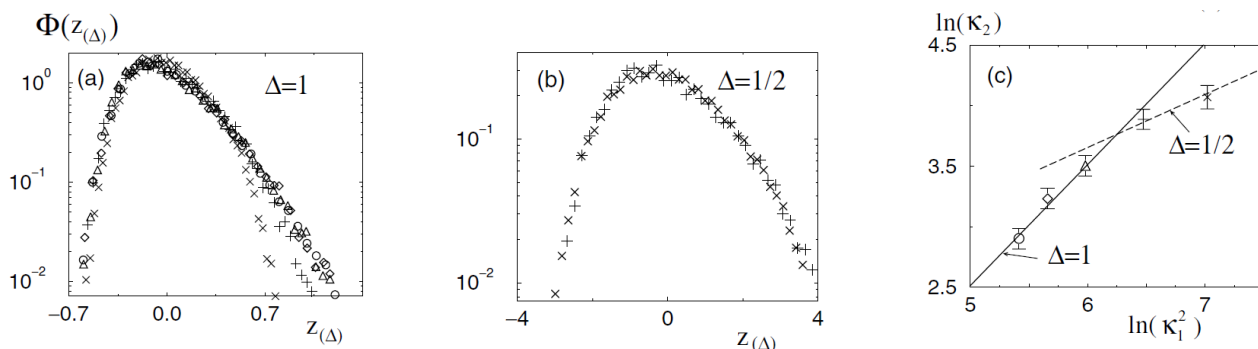


FIG. 6.5 – Analyse du comportement de Δ -*scaling* des fluctuations de la distribution de Z_{\max} dans les collisions centrales de $^{129}\text{Xe}+^{nat}\text{Sn}$: (a) distribution de Z_{\max} tracée en terme de la première loi d'échelle $\Phi(z_{(\Delta=1)})$ à $E_{\text{beam}} = 25$ (astérisques), 32 (croix), 39 (triangles), 45 (diamants), et 50 MeV/A (cercles); (b) distribution de Z_{\max} tracée en terme de la seconde loi d'échelle $\Phi(z_{(\Delta=1/2)})$ à $E_{\text{beam}} = 25$ et 32 MeV/A; (c) corrélation entre le logarithme des deux premiers moments ($\kappa_1^2 = \langle m \rangle^2$ et $\kappa_2 = \sigma^2$) de la distribution de Z_{\max} pour toutes les énergies incidentes. Figures tirées de [24].

Paramètre d'ordre de la multifragmentation. L'étude du Δ -*scaling* dans les événements de multifragmentation a été effectuée dans les collisions centrales de $^{129}\text{Xe}+^{nat}\text{Sn}$ de 25 à 50 MeV/A [24], puis étendue aux collisions centrales de Ar+KCl, Ni+Ni et Au+Au [26]. Les résultats commentés ici sont tirés de [24].

Dans les collisions centrales de $^{129}\text{Xe}+^{nat}\text{Sn}$, la multiplicité totale de particules chargées suit systématiquement la seconde loi d'échelle quelle que soit l'énergie incidente considérée (Fig. 6.4). Toutes les distributions $\Phi(z_{(\Delta=1/2)})$ se superposent en une distribution gaussienne. Selon l'adaptation du Δ -*scaling*, M_{tot} ne peut donc pas être considéré comme un paramètre d'ordre. Il faut rappeler ici que le détecteur INDRA ne mesure pas exactement le nombre total de clusters de chaque événement mais seulement le nombre de fragments chargés, ce qui exclut les neutrons. M_{tot} reste néanmoins fortement liée au nombre total de clusters.

La figure 6.5(a) présente l'ensemble des distributions de Z_{\max} exprimées en terme de la première loi d'échelle ($\Phi(z_{(\Delta=1)})$). Dans cette représentation, les distributions expérimentales à $E_{\text{beam}} = 39, 45, 50$ MeV/A se superposent remarquablement, alors que les distributions obtenues à $E_{\text{beam}} = 25$ et 32 MeV/A diffèrent des autres, notamment pour les grandes valeurs de Z_{\max} . En revanche, ces deux distributions se superposent très bien lorsqu'elles sont représentées en terme de la seconde loi d'échelle avec $\Delta = 1/2$ (Fig. 6.5(b)). Ce changement de loi d'échelle s'observe clairement sur la figure 6.5(c) qui présente la corrélation entre $\ln(\langle m \rangle^2)$ et $\ln(\sigma^2)$ de la distribution de Z_{\max} . Les fluctuations de Z_{\max} présentent un changement de loi d'échelle lorsqu'on varie l'énergie incidente. Selon l'adaptation du Δ -*scaling*, Z_{\max} peut donc être considéré comme un paramètre d'ordre pour le processus de multifragmentation. On peut noter que le même comportement a été mis en évidence dans les collisions centrales de Ar+KCl et Ni+Ni [26]. L'énergie incidente à laquelle le changement de loi d'échelle intervient diminue lorsque la taille du système augmente, de manière à ce que seule la première loi d'échelle ($\Delta = 1$) ait pu être observée dans les collisions centrales de Au+Au.

Le fait que Z_{\max} se comporte comme un paramètre d'ordre a une implication très forte. Il a permis de répondre à l'une des plus anciennes questions concernant la nature de ce processus [119] : il s'agit d'un processus d'agrégation, comme la condensation de vapeur, et non d'un

processus de fragmentation.

Point de vue critique. Le lien entre l'étude du Δ -*scaling* en fonction de la taille du système (sec. 6.1.2) et l'adaptation utilisée dans [24, 26] où la taille du système est remplacée par l'énergie incidente n'est pas très clair. Dans le modèle de Smoluchowski, aucun changement brutal de loi d'échelle des fluctuations de s_{\max} n'est observé si on représente la corrélation entre $\ln(\sigma^2)$ et $\ln(\mu^2)$ à différents temps de clustérisation à taille constante (Fig. 6.6(a)). La figure 6.6(b) présente l'évolution de $d \ln(\sigma^2)/d \ln(\mu^2)$ en fonction de $\ln(\mu^2)$. En présence d'une loi d'échelle, cette quantité doit être constante. Or ici, $d \ln(\sigma^2)/d \ln(\mu^2)$ diminue de manière continue sans marquer de plateau à $\Delta = 1$ ou $\Delta = 1/2$. Un résultat similaire a été obtenu avec un modèle de gaz sur réseau [114]. Dans ces modèles, il semble donc que les différentes lois d'échelle ne peuvent être observées qu'en variant la taille du système pour une valeur fixée du paramètre de contrôle.

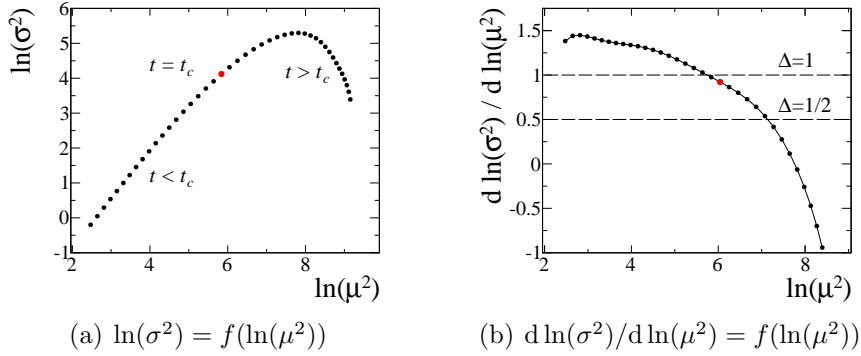


FIG. 6.6 – Test de la version modifiée du Δ -*scaling* dans le modèle de Smoluchowski avec un système de taille comparable à celle d'un noyau ($N \sim 100$) : (a) corrélation entre le logarithme des deux premiers moments ($\langle m \rangle^2$ et σ^2) de la distribution de s_{\max} en variant le temps de clustérisation ; (b) dérivé de $\ln(\sigma^2)$ par rapport à $\ln(\mu^2)$.

Alors pourquoi observe-t-on ce changement de loi d'échelle dans les données ? On peut d'abord accuser le faible nombre d'énergies incidentes considérées. En effet, si l'échantillonnage est trop faible une rupture de pente peut apparaître artificiellement. Nous allons montrer dans la suite (Fig. 6.10) que cette explication n'est pas valable car le changement brutal de loi d'échelle est toujours présent si on augmente l'échantillonnage en énergie.

Il a été montré que dans les collisions centrales de $^{129}\text{Xe} + ^{nat}\text{Sn}$, la taille du système au moment de la formation des fragments n'est pas strictement la même pour toutes les énergies incidentes. A cause de l'émission de particules de pré-équilibre, la taille du système diminue légèrement lorsque l'énergie incidente augmente [120]. Si on considère que la gamme en paramètre de contrôle explorée est faible et proche du point critique du système infini, il est possible que de nouvelles lois d'échelle apparaissent. Cette explication est difficile à tester car elle nécessiterait beaucoup d'hypothèses sur la relation entre la taille du système et le paramètre d'ordre. Le changement de loi d'échelle des fluctuations de Z_{\max} observées dans les collisions centrales de $^{129}\text{Xe} + ^{nat}\text{Sn}$, $\text{Ar} + \text{KCl}$, et $\text{Ni} + \text{Ni}$ reste, pour le moment, sans explication théorique tout à fait satisfaisante.

6.1.3.2 Forme de la distribution de Z_{\max} .

L'étude détaillée de la forme de la distribution du paramètre d'ordre permet d'obtenir des informations sur les détails du processus de formation des fragments.

Distributions asymptotiques. Un premier pas dans ce sens a été fait dans [26]. En première approximation, deux formes asymptotiques de la distribution de Z_{\max} ont été identifiées : une distribution Gaussienne dans le régime de faibles fluctuations ($\Delta = 1/2$) à basse énergie incidente (Fig. 6.7(a)), et une distribution de Gumbel dans le régime de fluctuations non-poissonniennes ($\Delta = 1$) de haute énergie (Fig. 6.7(b)).

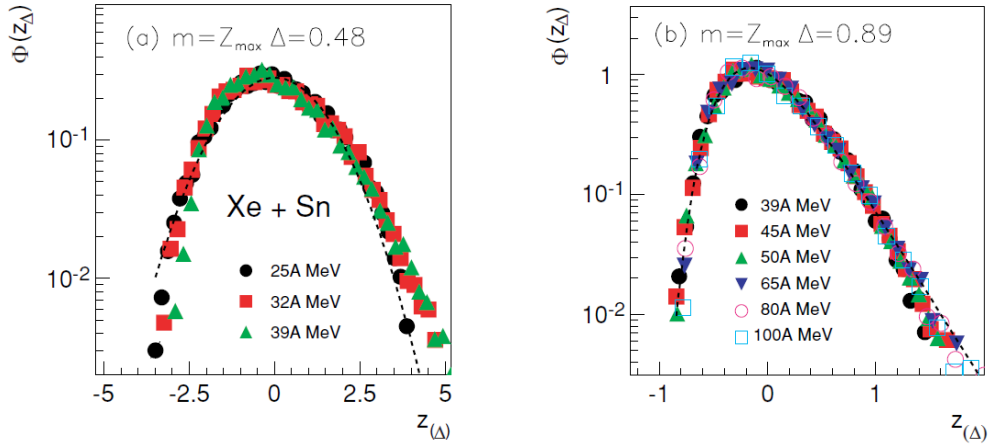


FIG. 6.7 – Formes asymptotiques de la distribution de Z_{\max} dans les collisions centrales de $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$. Les lignes discontinues représentent (a) une distribution gaussienne et (b) une distribution de Gumbel de rang 1. Figures tirées de [26].

Distribution Gaussienne. Considérons une observable X_{sum} de nature additive, c'est-à-dire définie comme la somme de m variables aléatoires indépendantes x_i de même distribution de probabilité $f(x)$:

$$X_{\text{sum}} = \sum_{i=1, \dots, m} x_i. \quad (6.3)$$

Le théorème central limite nous dit alors que si m est assez grand, la distribution de probabilité de X_{sum} ($\Phi(X_{\text{sum}})$) tend vers une distribution Gaussienne (Fig. 6.7(a) et Fig. 6.13(c)) définie comme :

$$\Phi(X_{\text{sum}}) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-z} \text{ avec, } z = \frac{(X_{\text{sum}} - \mu)^2}{2\sigma^2}. \quad (6.4)$$

Distribution de Gumbel de rang 1. Considérons maintenant une observable X_{max} de nature extrême, c'est-à-dire définie comme la plus grande valeur parmi m variables aléatoires indépendantes x_i de même distribution de probabilité $f(x)$:

$$X_{\text{max}} = \max_{i=1, \dots, m} x_i. \quad (6.5)$$

La distribution de probabilité de cette variable extrême est donnée par le théorème limite de Gnedenko [109, 121]. Si m est assez grand et si $f(x)$ satisfait la condition asymptotique suivante :

$$\lim_{x \rightarrow \infty} \left[f(x) + \frac{df(x)}{dx} \int_x^{\infty} f(x') dx' \right] \rightarrow 0. \quad (6.6)$$

alors X_{max} suit une distribution de probabilité $\Phi(X_{max})$ qui tend vers une distribution de Gumbel de rang 1 (Fig. 6.7(b) et Fig. 6.13(a)) définie comme :

$$\Phi(X_{max}) = \frac{1}{b_m} e^{-z-e^{-z}} \text{ avec } z = \frac{X_{max} - a_m}{b_m}. \quad (6.7)$$

Les paramètres a_m et b_m dépendent uniquement de $f(x)$ et de la multiplicité m :

$$\int_{a_m}^{\infty} f(x') dx' = \frac{1}{m} \text{ et } b_m = \frac{1}{mf(a_m)}. \quad (6.8)$$

La condition (6.6) est en particulier vérifiée dans le cas où $f(x)$ est une distribution exponentielle ou Gaussienne. Ce théorème limite reste vrai si la multiplicité m n'est pas constante mais subit des fluctuations Gaussiennes, en remplaçant m par $\langle m \rangle$ dans les équations (6.8).

Distributions de Gumbel de rang k . De la même manière que pour X_{max} , on peut définir X_k comme la k -ième plus grande valeur parmi les m variables aléatoires x_i . Dans ce cas, si la condition (6.6) est satisfaite, la distribution de probabilité $\Phi(X_k)$ suit une distribution de Gumbel de rang k définie comme :

$$\Phi(X_k) = \frac{1}{b_m} e^{-k \times (z + e^{-z})} \text{ avec } z = \frac{X_k - a_m}{b_m}, \quad (6.9)$$

où les valeurs de a_m et b_m sont les mêmes que pour la distribution de rang 1, telles que définies par les équations (6.8). Dans la suite du document, "distribution de Gumbel" fera référence à la distribution de Gumbel de rang 1.

Interprétation. L'observable considérée dans [26] est la taille du plus grand fragment détecté dans chaque événement (Z_{max}). Il s'agit d'une variable extrême et on s'attend donc à observer une distribution de Gumbel. La présence d'une distribution Gaussienne, caractéristique d'une statistique additive, est plus étonnante. Dans la suite (sec. 6.2.3), l'étude détaillée de la forme de la distribution du plus grand cluster dans plusieurs modèles génériques d'agrégation va nous permettre de montrer pourquoi Z_{max} peut se comporter comme une variable additive.

6.2 Fluctuations de Z_{max} dans les collisions centrales de $^{129}\text{Xe} + ^{nat}\text{Sn}$

Nous allons maintenant étudier plus en détails l'évolution de la forme de la distribution de Z_{max} dans les collisions centrales de $^{129}\text{Xe} + ^{nat}\text{Sn}$ à des énergies incidentes intermédiaires entre les deux régimes asymptotiques.

On s'intéresse ici à la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{nat}\text{Sn}$ aux énergies incidentes de 25, 27, 29, 32, 35, 39, 45, 50 MeV/A mesurée au GANIL avec le multidétecteur INDRA [28] (voir chap.1). Ces

données ont été acquises lors de deux expériences différentes : les données à 25, 32, 39, 45, et 50 MeV/A proviennent de la première campagne d'expériences d'INDRA et ont déjà été analysées notamment dans [24, 26]; alors que les énergies de 27, 29, et 35 MeV/A ont été mesurées lors de la cinquième campagne, spécialement pour étudier la gamme en énergie autour du changement de régime de fluctuations de la distribution de Z_{\max} .

6.2.1 Sélection des collisions centrales

Nous nous intéressons dans ce chapitre aux collisions les plus centrales, où le recouvrement géométrique entre les noyaux projectile et cible est le plus grand possible. L'observable principale de cette étude est la charge du fragment le plus lourd, Z_{\max} . Pour s'assurer que le fragment le plus lourd détecté est effectivement le fragment le plus lourd produit dans l'événement, il faut que la majorité des produits de réaction soient détectés. De plus, nous voulons étudier ici l'évolution d'une observable en fonction de l'énergie du faisceau. Pour ne pas induire de biais, il faut que la sélection soit identique pour toutes les énergies. L'objectif est donc d'isoler les collisions les plus centrales et les mieux détectées, de manière identique pour toutes les énergies incidentes.

Centralité. Les figures 6.8(a–c) présentent la corrélation entre la charge du fragment le plus lourd, Z_{\max} , et l'énergie transverse des particules légères normalisée à l'énergie disponible dans la réaction :

$$Et_{12} = \frac{1}{E_{disp}} \sum_{Z=1,2} E_i \sin^2 \theta_i, \quad (6.10)$$

avec E_i et θ_i l'énergie cinétique et l'angle polaire par rapport à la direction du faisceau du i ème produit de réaction détecté, et E_{disp} l'énergie disponible dans la réaction. Cette observable reflète la conversion de l'énergie cinétique incidente dans des directions perpendiculaires à l'axe du faisceau. Dans les collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires, Et_{12} est fortement reliée à la géométrie de la collision [122] : plus la collision est centrale, plus Et_{12} est grande. L'efficacité de détection des particules légères d'INDRA est proche de 90% quel que soit le mécanisme de réaction, ce qui fait de Et_{12} une variable globale tout à fait adaptée pour sélectionner les collisions centrales sur une grande gamme en énergie incidente.

En sélectionnant les événements avec les plus grandes valeurs de Et_{12} , on espère donc isoler les collisions les plus centrales. Pour chaque énergie incidente on définit une coupure en centralité qui correspond au dernier centile (1%) de la distribution de Et_{12} . Cette coupure, matérialisée par les lignes discontinues sur les figures 6.8(a–c), correspond aux paramètres d'impact $b < 0,1 \times b_{max}$, dans une hypothèse purement géométrique.

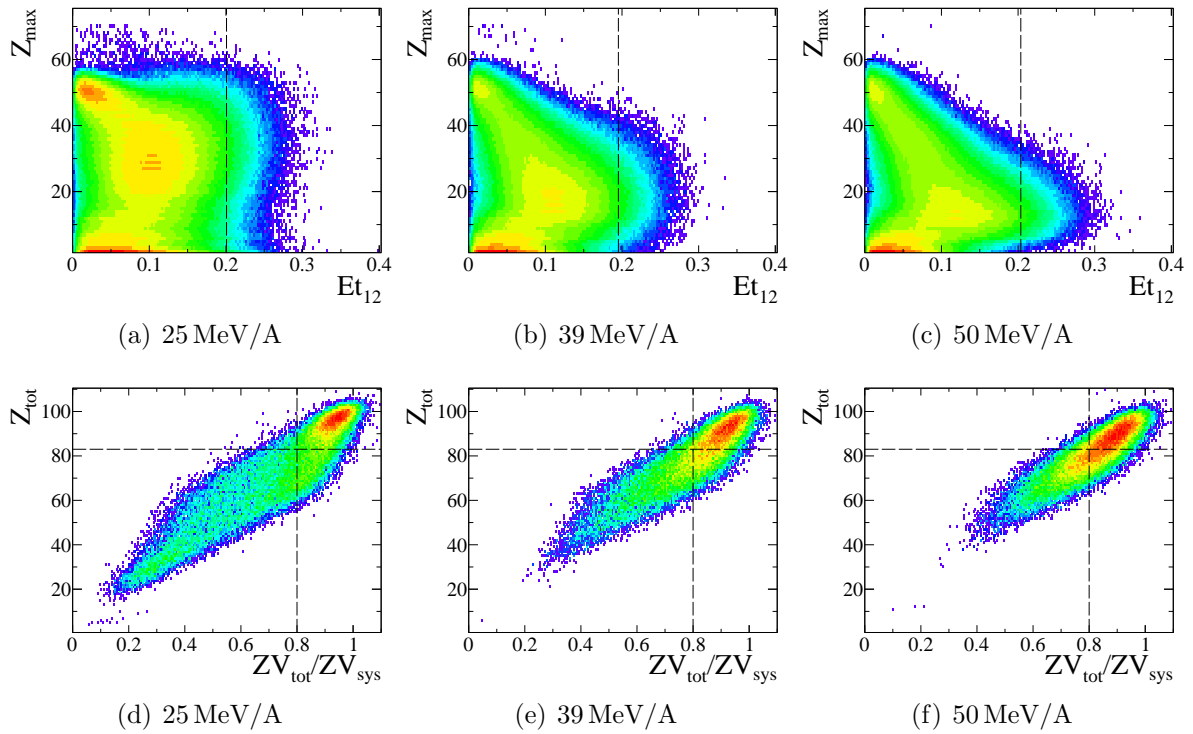


FIG. 6.8 – (a–c) Corrélation entre Z_{\max} et Et_{12} pour l'ensemble des événements, (ligne discontinue) dernier centile de la distribution de Et_{12} . (d–f) Corrélation entre la Z_{tot} et ZV_{tot} après sélection en centralité (Et_{12}); (lignes discontinues) 80% de Z_{tot} et ZV_{tot} .

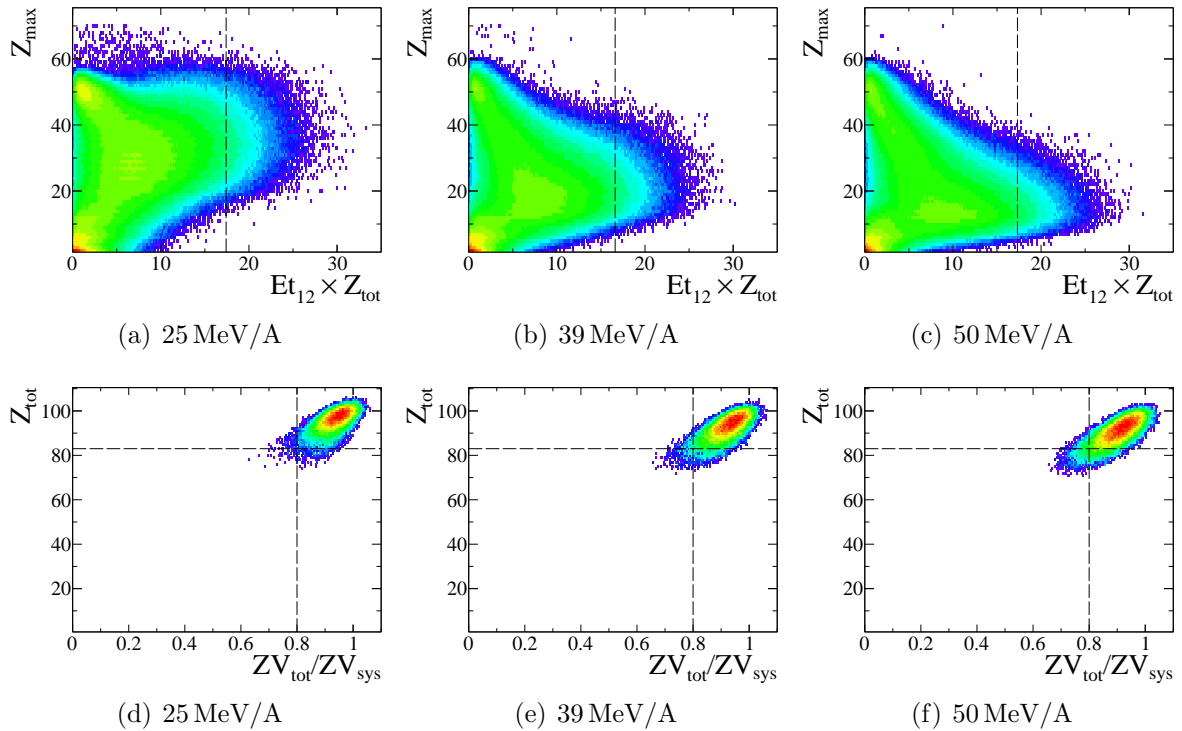


FIG. 6.9 – (a–c) Corrélation entre Z_{\max} et $Et_{12} \times Z_{\text{tot}}$ pour l'ensemble des événements, (ligne discontinue) dernier centile de la distribution de $Et_{12} \times Z_{\text{tot}}$. (d–f) Corrélation entre la Z_{tot} et ZV_{tot} après sélection en centralité ($Et_{12} \times Z_{\text{tot}}$); (lignes discontinues) 80% de Z_{tot} et ZV_{tot} .

Complétude. Les figures 6.8(d–f) présentent la corrélation entre la charge totale détectée, Z_{tot} , et la pseudo-impulsion totale, $ZV_{\text{tot}}/ZV_{\text{sys}}$, pour les collisions les plus centrales (événements appartenant au dernier centile de la distribution de Et_{12}). Ces deux quantités reflètent la qualité de détection des événements et sont définies par :

$$Z_{\text{tot}} = \sum_{i=1}^{M_{\text{tot}}} Z_i \quad \text{et,} \quad ZV_{\text{tot}} = \sum_{i=1}^{M_{\text{tot}}} Z_i \times v_i^z, \quad (6.11)$$

où M_{tot} est le nombre de fragments détectés dans l'événement et v_i^z la composante parallèle à l'axe du faisceau de la vitesse du fragment i , dans le référentiel du laboratoire. ZV_{sys} est la pseudo-impulsion totale du système. Afin d'obtenir un lot d'événements bien détectés, on impose généralement que la charge totale détectée soit supérieure à 80% de la charge totale du système ($Z_{\text{sys}} = 104$) et que $ZV_{\text{tot}}/ZV_{\text{sys}} > 0,8$ [26]. Ces deux coupures sont représentées par les lignes discontinues sur les figures 6.8(d–f). On obtient finalement un lot d'événements correspondant aux collisions les plus centrales et les mieux détectées.

Limites de cette méthode. La sélection précédente a été largement utilisée au sein de la collaboration INDRA [26] mais présente plusieurs désavantages. Tout d'abord elle impose deux coupures franches, une dans l'énergie transverse des particules légères et l'autre dans la charge totale détectée (la coupure en ZV_{tot} étant anecdotique). Or, chaque coupure induit un biais sur les observables d'intérêt. De plus, bien que la sélection en complétude soit définie de manière unique, elle n'a clairement pas le même effet à toutes les énergies incidentes (Fig. 6.8(d–f)).

Variable composite : $\text{Et}_{12} \times Z_{\text{tot}}$. Rappelons que l'objectif ici est d'isoler les collisions les plus centrales et les mieux détectées. Il semble donc naturel de sélectionner les événements qui maximisent le produit de l'énergie transverse des particules légères (centralité) et de la charge totale détectée (complétude) : $\text{Et}_{12} \times Z_{\text{tot}}$. Les figures 6.9(a–c) présentent la corrélation entre Z_{max} et $\text{Et}_{12} \times Z_{\text{tot}}$. Les différences les plus notables entre les deux variables globales sont observées à 25 MeV/A. Les événements se situant à $\text{Et}_{12} > 0,2$ et $Z_{\text{max}} < 20$ (Fig. 6.8(a)), qui correspondent manifestement à des événements mal détectés ne sont plus présents sur la figure 6.9(a). Comme pour Et_{12} , on définit une coupure en centralité qui correspond aux derniers centiles de la distribution de $\text{Et}_{12} \times Z_{\text{tot}}$ pour chaque énergie incidente. Cette coupure est matérialisée par les lignes discontinues sur les figures 6.8(a–c). On obtient ainsi directement un lot d'événements bien détectés 6.8(d–f) et aucune coupure supplémentaire dans Z_{tot} n'est nécessaire.

6.2.2 Fluctuations expérimentales de la distribution de Z_{max}

6.2.2.1 Δ -scaling

Examinons tout d'abord les propriétés de Δ -scaling de la distribution de charge du fragment le plus lourd, en incluant les trois nouveaux points expérimentaux à 27, 29, et 35 MeV/A. La figure 6.10 présente la corrélation entre le carré du moment d'ordre un ($\mu = \sum_{k \in I} k \times p_k$) et le moment centré d'ordre deux ($\sigma^2 = \sum_{k \in I} (k - \mu)^2 \times p_k$) de la distribution de Z_{max} . Comme sur la figure 1(c) de la référence [24], les données se regroupent le long de deux branches d'équation $\sigma^2 \sim \mu^{2\Delta}$ avec des valeurs différentes du paramètre Δ [22, 23] : $\Delta \sim 1/2$ pour des énergies de bombardement inférieures à 32 MeV/A et $\Delta \sim 1$ au delà. Les nouvelles données présentent

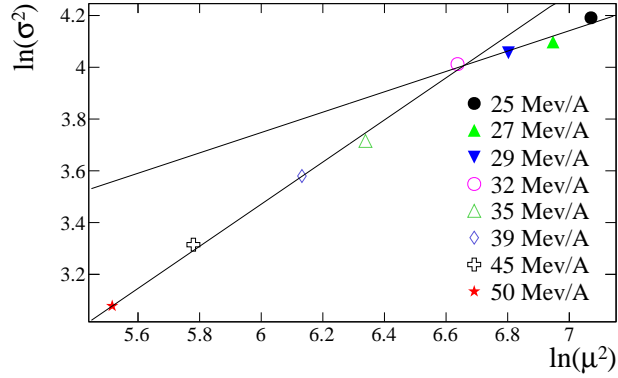


FIG. 6.10 – (Symboles) Corrélation entre le logarithme des deux premiers moments (μ^2 et σ^2) de la distribution de charge du fragment le plus lourd (Z_{\max}); (Lignes) ajustements linéaires effectués sur la gamme 50 – 32 MeV/A (resp. 32 – 25 MeV/A) dont la pente correspond à $\Delta \sim 1$ (resp. $\Delta \sim 1/2$).

donc un comportement consistant avec celui identifié dans [24, 26] et confirme le changement de loi d'échelle des fluctuations de Z_{\max} proche de $E_{\text{beam}} = 32 \text{ MeV/A}$.

6.2.2.2 Décomposition de la distribution de Z_{\max}

Les distributions expérimentales de la charge du fragment le plus lourd sont présentées sur la figure 6.11. Plus l'énergie du faisceau augmente, plus la distribution de Z_{\max} devient asymétrique et tend, finalement, vers la distribution asymptotique de Gumbel à 50 MeV/A (Fig.6.11(e)). Aux énergies plus basses (Fig.6.11(a–d)), la forme de la distribution de Z_{\max} n'est clairement pas celle d'une des distributions asymptotiques (Gauss et Gumbel).

Hypothèse. Nous faisons donc l'hypothèse que la distribution effective de Z_{\max} est une combinaison linéaire des deux distributions asymptotiques dont le poids relatif peut varier avec l'énergie disponible [123] :

$$f(x) = \eta f_{Gauss}(x) + (1 - \eta) f_{Gumbel}(x), \quad (6.12)$$

où f_{Gauss} est une distribution Gaussienne et f_{Gumbel} une distribution de Gumbel de rang un,

$$f_{Gauss}(x) = \frac{1}{\sigma_m \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x - \mu_m)^2}{2\sigma_m^2}\right),$$

$$f_{Gumbel}(x) = \frac{1}{b_m} \exp\left[-\frac{(x - a_m)}{b_m} - \exp\left(-\frac{(x - a_m)}{b_m}\right)\right],$$

avec $x = Z_{\max}$, et $0 < \eta < 1$. Les positions et largeurs des deux distributions (σ_m , μ_m , a_m , et b_m) ainsi que leur poids relatif (η) sont des paramètres libres.

Test de l'hypothèse. L'équation (6.12) est ajustée sur les distributions de Z_{\max} (Fig.6.11) et reproduit de manière satisfaisante les distributions expérimentales à toutes les énergies de bombardement : les χ^2 réduits ont des valeurs comprises entre 4 et 10. Ces valeurs peuvent être diminuées jusqu'à $\chi^2 \sim 4$ si les distributions de Z_{\max} sont préalablement lissées pour éliminer

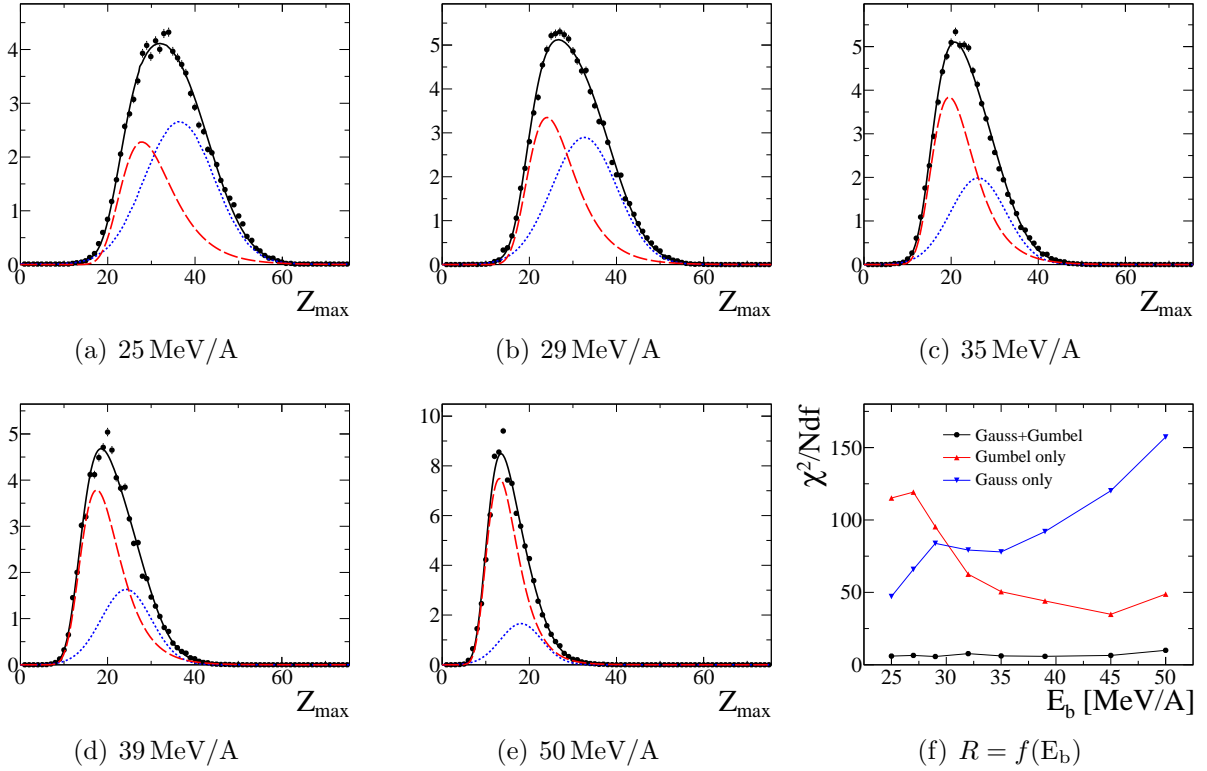


FIG. 6.11 – (a–e) Distribution de la charge du fragment le plus lourd (Z_{\max}) pour les collisions centrales de $^{129}\text{Xe} + {}^{\text{nat}}\text{Sn}$ à différentes énergies de faisceau ; (Ligne continue) Meilleur ajustement obtenu avec l'équation (6.12) ; (Ligne discontinue rouge) Composante Gumbelienne ; (Ligne pointillée bleu) Composante Gaussienne. (f) Évolution du χ^2 réduit.

l'effet pair-impair observé sur les distribution [124], sauf à 32 MeV/A où une valeur de $\chi^2 \sim 6$ est obtenue. Dans tous les cas, les valeurs de χ^2 réduit sont significativement meilleures avec l'équation (6.12), que celles obtenues en ajustant uniquement les composantes individuelles (Fig. 6.11(f)).

Évolution continue. À la plus haute énergie incidente considérée ici (50 MeV/A), la distribution de Z_{\max} est presque uniquement constituée d'une distribution de Gumbel (Fig. 6.11(e)). Pour les autres énergies (Fig. 6.11(a–d)), les deux composantes sont présentes et le poids de la partie Gaussienne augmente lorsque l'énergie disponible diminue. La quantité,

$$R = 2\eta - 1, \quad (6.13)$$

est définie de telle manière que $R = +1$ pour une distribution purement Gaussienne, $R = -1$ pour une distribution purement Gumbelienne, et $R = 0$ si la contribution des deux composantes est identique. L'évolution de R en fonction de l'énergie de bombardement est présentée sur la figure 6.12. Les barres d'erreurs verticales représentent une estimation de l'incertitude provenant de la procédure d'ajustement. La diminution monotone de R avec l'énergie du faisceau reflète l'évolution continue de la forme de la distribution de Z_{\max} . Il est intéressant de noter que la valeur $R = 0$ est atteinte entre 29 et 32 MeV/A, c'est-à-dire dans la gamme en énergie où le changement de Δ -scaling a lieu (Fig. 6.10).

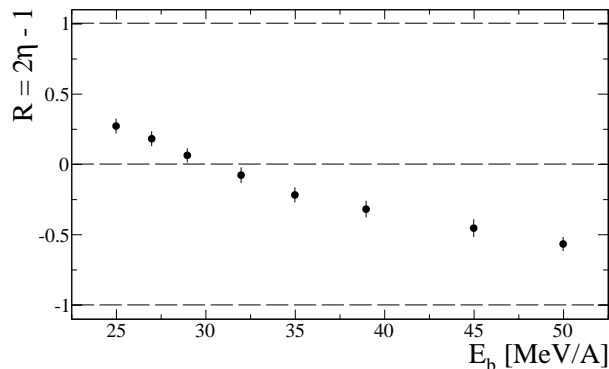


FIG. 6.12 – Évolution du poids relatif des deux composantes de l'Eq.(6.12) en fonction de l'énergie incidente dans les collisions centrales de $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$.

La distribution de Z_{max} ne présente donc pas seulement deux formes asymptotiques (Gauss et Gumbel) [26]. Elle est, par ailleurs, bien reproduite par une somme des deux distributions asymptotiques, dont le poids relatif varie continûment avec l'énergie disponible dans la réaction. L'évolution continue de la distribution de Z_{max} , d'une distribution asymptotique à l'autre, semble confirmer que Z_{max} se comporte comme le paramètre d'ordre d'une transition de phase dans un système fini. Pour interpréter ce résultat nous allons étudier l'évolution de la distribution du paramètre d'ordre dans deux modèles génériques d'agrégation.

6.2.3 Modèles génériques d'agrégation

Notre hypothèse (Eq.(6.12)) est-elle simplement une manière pratique de reproduire les données ou reflète-elle une réalité physique? Pour répondre à cette question, nous allons étudier le comportement de la distribution du paramètre d'ordre obtenue avec plusieurs modèles génériques d'agrégation.

6.2.3.1 Modèle de percolation

Considérons tout d'abord le modèle d'agrégation le plus utilisé dans l'analyse et l'interprétation du processus de multifragmentation [100, 125–130] : la percolation [131]. Il s'agit d'un modèle purement géométrique dans lequel il n'y a pas de notion de temps. Le système décrit est donc supposé être à l'équilibre thermodynamique. Dans le modèle considéré ici, chaque site d'un réseau tri-dimensionnel de taille N correspond à un monomère. Une proportion p de liens entre ces sites est activée aléatoirement. Les clusters de taille s sont alors définis par un ensemble de s sites connectés par des liens actifs. Lorsque la probabilité p atteint une valeur critique p_c , le système subit une transition de phase sol-gel et un cluster macroscopique apparaît.

Paramètre d'ordre. Dans ce modèle, le paramètre d'ordre naturel est la probabilité, pour un site donné, d'appartenir au cluster macroscopique. Sa formulation alternative est la taille du plus grand cluster, s_{max} , étant donné que le cluster macroscopique est généralement le plus grand du réseau. Le paramètre d'ordre est donc de la même nature que celui de la multifragmentation.

Phase désordonnée. Lorsque $p < p_c$, tous les clusters restent de taille microscopique c'est-à-dire que :

$$\lim_{N \rightarrow \infty} \frac{\langle s_{\max} \rangle}{N} \rightarrow 0. \quad (6.14)$$

Il a été montré que dans le régime sous critique ($p < p_c$), la distribution du paramètre d'ordre est une distribution de Gumbel [132] (Fig. 6.13(a)). Ce résultat est cohérent avec le théorème de Gnedenko : la distribution d'une variable extrême telle que s_{\max} est une distribution de Gumbel, tant que la longueur de corrélation reste faible par rapport à la taille du système. C'est le cas dans la phase désordonnée.

Phase critique. Le système subit une transition de phase continue pour la probabilité critique $p = p_c$. Il a été montré de manière exacte [133, 134] qu'au point critique du système infini, la distribution du paramètre d'ordre est celle de Kolmogorov-Smirnov (Fig. 6.13(b)). Cette distribution est commodément définie par la fonction génératrice de ses moments (transformée de Laplace) :

$$\phi_1(s_{\max}) = \frac{1}{c_N} f_1\left(\frac{s_{\max}}{c_N}\right), \quad (6.15)$$

$$c_N \sim \ln^2 N, \quad (6.16)$$

$$\int_0^\infty e^{-tz} f_1(z) dz = \frac{\sqrt{6t}}{\sinh \sqrt{6t}}. \quad (6.17)$$

La forme de la distribution de Kolmogorov-Smirnov est présentée en “centrée réduite” sur la figure 6.13(b).

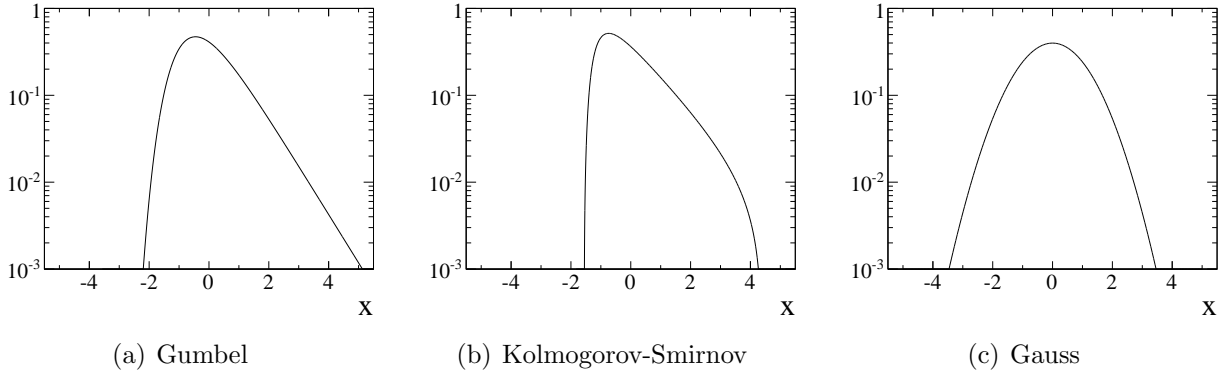


FIG. 6.13 – Différentes formes de la distribution du paramètre d'ordre attendues dans le modèle de percolation.

Phase ordonnée. La phase ordonnée ($p > p_c$) est caractérisée par l'apparition d'un cluster macroscopique, c'est-à-dire que $\langle s_{\max} \rangle$ est une fraction finie de N , qui s'étend sur l'ensemble du réseau. Dans cette phase, le paramètre d'ordre (s_{\max}) n'est plus de nature extrême : considérons deux systèmes finis (A et B) de même taille N , avec la même valeur de $p > p_c$ et dont les paramètres d'ordre respectifs sont $s_{\max}(A)$ et $s_{\max}(B)$. Si on fusionne ces deux systèmes, la valeur du paramètre d'ordre du système $A \cup B$ est,

$$s_{\max}(A \cup B) = s_{\max}(A) + s_{\max}(B), \quad (6.18)$$

car le cluster macroscopique du système A joint très probablement celui du système B . Le paramètre d'ordre (s_{\max}) est donc de nature additive. Il en résulte que la distribution du paramètre d'ordre dans la phase ordonnée est une distribution Gaussienne (Fig. 6.13(c)).

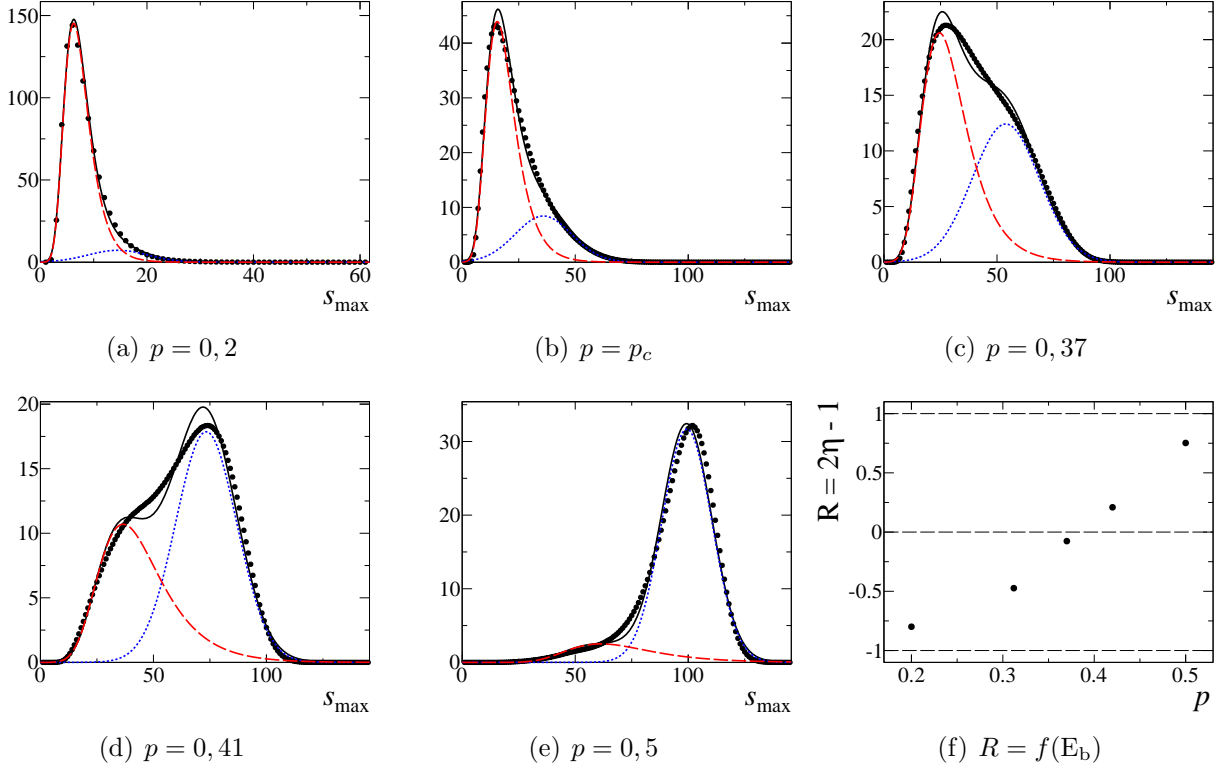


FIG. 6.14 – (Points) Distribution de la taille du plus grand cluster (s_{\max}) obtenue avec le modèle de percolation sur un réseau $6 \times 6 \times 6$ pour différentes valeurs de la probabilité de percolation p . (Ligne continue) Meilleur ajustement obtenu avec l'équation (6.12). (Ligne discontinue rouge) Composante Gumbelienne. (Ligne pointillée bleu) Composante Gaussienne.

Distribution du paramètre d'ordre. Les figures 6.14(a–d) présentent la distribution du paramètre d'ordre obtenue avec un réseau $6 \times 6 \times 6$ pour différentes valeurs de la probabilité de percolation p . Dans le cas considéré ici, la probabilité critique est $p_c = 0,312$. Pour $p \ll p_c$ (Fig.6.14(a)), la distribution de s_{\max} est bien reproduite par une distribution de Gumbel seule, alors que pour $p \gg p_c$, elle s'approche d'une forme Gaussienne. Dans le domaine critique, la distribution de s_{\max} présente une forme non triviale, qui est qualitativement reproduite par l'Eq.(6.12). Les déviations proches de $p = p_c^*$ ne sont pas complètement inattendues. En effet, les distributions asymptotiques (Gauss et Gumbel) associées aux statistiques additives ou extrêmes ne s'obtiennent qu'en cas de corrélations négligeables. Or proche du point critique, les corrélations en taille deviennent du même ordre de grandeur que la taille du système (N) et ne sont donc plus négligeables. Cependant notre hypothèse (Eq. (6.12)) semble être une bonne approximation de la distribution du paramètre d'ordre pour toutes les valeurs de la probabilité de percolation p .

Évolution continue. La figure 6.14(f) présente l'évolution de la proportion relative des deux composantes R dans le domaine critique. Cette proportion varie continûment de $R = -1$ à $R = 1$ en augmentant la probabilité de percolation p . La valeur $R = 0$ correspondant à de très grandes fluctuations de s_{\max} (Fig.6.14(c)) est atteinte pour $p > p_c$ et non au point critique du système infini $p = p_c$. Il est intéressant de noter que la valeur $R \approx -0.45$ à $p = p_c$ est très proche de la valeur obtenue en ajustant l'équation (6.12) sur la distribution de Kolmogorov-Smirnov (Eq.(6.15)).

6.2.3.2 Agrégation irréversible de Smoluchowski

La percolation est un modèle géométrique d'agrégation réversible à l'équilibre thermodynamique. Il existe un modèle purement dynamique d'agrégation irréversible équivalent à la percolation régi par les équations différentielles non-linéaires couplées de Smoluchowski [113] :

$$\frac{dc_s}{dt} = \frac{1}{2} \sum_{i+j=s} K_{ij} c_i c_j - \sum_{i=1}^N K_{is} c_i c_s, \quad (6.19)$$

où c_s est la concentration de clusters de taille s , $K_{\alpha\beta} = K_0 \alpha \beta$ est la probabilité d'agrégation de deux clusters de taille α et β par unité de temps, et N est la taille du système. En partant de conditions initiales appropriées (système composé de N monomères), les N équations couplées (6.19) décrivent l'évolution de la population de clusters en fonction du temps t .

Paramètre d'ordre. Le paramètre d'ordre naturel de ce modèle est, là encore, la taille du plus grand cluster : s_{\max} . Cette quantité présente un comportement critique pour le temps particulier $t_c = (K_0 \sum_k k^2 c_k(0))^{-1}$, appelé temps de gélation. Plus précisément :

$$\lim_{N \rightarrow \infty} \frac{\langle s_{\max} \rangle}{N} \neq 0, \quad (6.20)$$

uniquement lorsque $t > t_c$, et un cluster macroscopique apparaît. Lorsque $t < t_c$, cette quantité tend vers 0 et le système est uniquement composé de clusters microscopiques.

Forme de la distribution de s_{\max} . La distribution exacte du paramètre d'ordre n'est pas connue pour ce modèle. En se basant sur de nombreuses simulations numériques, il a été proposé qu'elle présente la forme d'une distribution de Gumbel [27] (Fig. 6.13(a)) dans le domaine sous critique ($t \ll t_c$) et d'une distribution de Kolmogorov-Smirnov (Fig. 6.13(b)) au point critique ($t = t_c$) [133, 134]. Dans ce modèle, la taille du plus grand cluster évolue au cours du temps alors que de plus en plus de petits clusters s'agrègent. Pour des temps longs, le paramètre d'ordre est donc essentiellement de nature additive et on s'attend à une distribution Gaussienne de s_{\max} pour $t \gg t_c$ (Fig. 6.13(c)). Dans le domaine critique, les fluctuations dues à la petite taille du système sont si grandes que des systèmes préparés dans les mêmes conditions peuvent présenter l'un ou l'autre des comportements asymptotiques.

Distribution du paramètre d'ordre. Nous avons effectué des simulations numériques des équations de Smoluchowski (6.19) pour des systèmes de tailles $N \sim 50 - 500$, comparables à celles de systèmes nucléaires. Les figures 6.15(a-e) présentent les distributions de s_{\max} obtenues à différents temps pour un système de masse $N = 216$. La forme de ces distributions ainsi

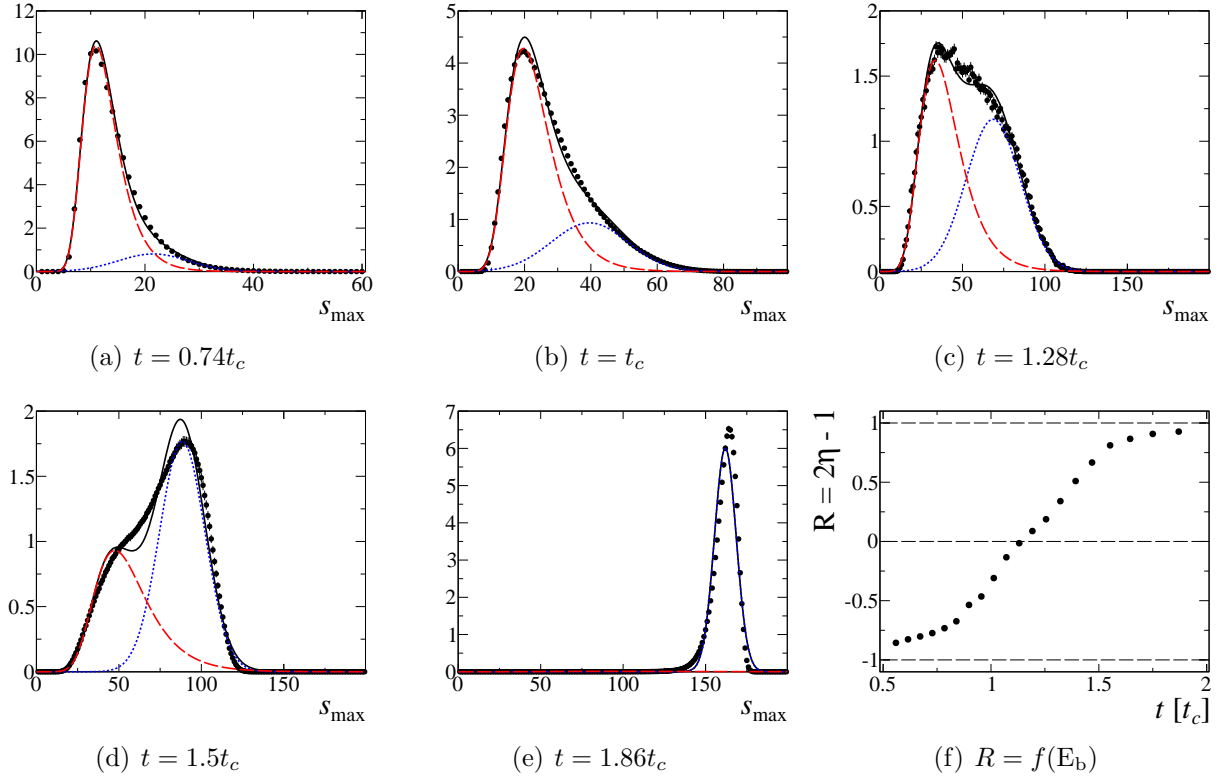


FIG. 6.15 – (Points) Distribution de la taille du plus grand cluster (s_{\max}) obtenue avec le modèle d'agrégation irréversible pour un système de taille $N = 216$ particules pour différents temps d'agrégation. (Ligne continue) Meilleur ajustement obtenu avec l'équation (6.12). (Ligne discontinue rouge) Composante Gumbelienne. (Ligne pointillée bleu) Composante Gaussienne.

que leur évolution au cours du temps sont très similaires à celles obtenues avec le modèle de percolation, en fonction de la probabilité de percolation p (Fig.6.14). L'équation (6.12) est ajustée sur les distributions de s_{\max} et, une fois de plus, semble être une bonne approximation de ces distributions sur toute la gamme en temps. La figure 6.15(f) présente l'évolution du poids relatif des deux composantes R , obtenues à partir de la procédure d'ajustement : comme pour la percolation, R passe continûment de -1 à 1 . Au point critique du système infini ($t = t_c$), on obtient une valeur de R très proche de celle obtenue pour la distribution de Kolmogorov-Smirnov ($R \sim 0,45$), quelle que soit la taille N du système. En outre, ces résultats sont inchangés si on ajoute une probabilité de fragmentation dans les équations (6.19), c'est-à-dire si on laisse la possibilité aux clusters de se casser lors de l'évolution temporelle [27].

6.2.3.3 Comportement générique des processus d'agrégation

L'étude détaillée de l'évolution de la forme de la distribution de s_{\max} dans ces deux modèles génériques d'agrégation nous permet de mieux comprendre le lien entre le processus de formation des clusters et la forme de la distribution de s_{\max} , ainsi que l'effet de la taille du système. Les deux distributions asymptotiques reflètent les conditions dans lesquelles les fragments sont produits : une statistique des valeurs extrêmes (distribution de Gumbel) dans la phase désordonnée et une statistique additive dans la phase ordonnée (distribution de Gauss). Au point

critique du système infini, la distribution de s_{\max} est celle de Kolmogorov-Smirnov dans les deux modèles, quelle que soit la taille du système.

L'évolution continue entre les deux régimes asymptotiques est quant à elle uniquement due aux grandes fluctuations statistiques inhérentes aux systèmes de petites tailles. En effet, au voisinage du point pseudo-critique les fluctuations sont si grandes que des systèmes préparés dans les mêmes conditions initiales peuvent présenter l'un ou l'autre des comportements asymptotiques. Ce phénomène ne doit pas être confondu avec l'image classique d'une coexistence de phase. Nous avons ici affaire à des fluctuations d'état d'un système à un autre, et non à des fluctuations de phase au sein d'un même système. Cela explique néanmoins que la distribution effective de s_{\max} , pour un ensemble de systèmes, soit la somme d'une distribution de Gauss et de Gumbel dont le poids relatif évolue continûment avec le paramètre de contrôle dans un système fini. Ce comportement apparaît comme une caractéristique générique des processus d'agrégation.

6.2.4 Multifragmentation, agrégation et échelle de temps

Nous avons mis en évidence de grandes similarités entre la forme de la distribution de Z_{\max} , observée dans les collisions centrales de $^{129}\text{Xe}+^{nat}\text{Sn}$, et la distribution du paramètre d'ordre dans deux modèles génériques d'agrégation au voisinage du point pseudo-critique. Dans tous les cas, la distribution de la taille du plus grand cluster peut être décrite comme la somme d'une distribution Gaussienne et d'une distribution de Gumbel, dont le poids relatif évolue continûment avec le paramètre de contrôle, ce qui confirme que Z_{\max} a un comportement de type paramètre d'ordre pour une transition de phase dans un système fini.

Interprétation. Essayons maintenant de comprendre ces similarités. Le modèle de percolation laisse peu de place à l'interprétation puisque tous les détails sont cachés dans la probabilité de percolation p . D'un autre côté, l'image de clusters formés au cours du temps par agglomération de clusters de plus petite taille décrite par le modèle de Smoluchowski rappelle les approches microscopiques dans lesquelles les fragments résultent de la décomposition spinodale d'une goutte de matière nucléaire chaude et en expansion [111, 135–137]. Dans le modèle de Smoluchowski, la forme de la distribution du paramètre d'ordre dépend du temps durant lequel les clusters se forment. Nous avons proposé que la forme de la distribution de charge du fragment le plus lourd, produit dans les événements de multifragmentation, reflète également l'échelle de temps de formation des fragments [123, 138], dont le facteur déterminant est la quantité d'expansion collective radiale qui augmente avec l'énergie incidente [83]. L'expansion radiale résulte de l'effet combiné de la pression thermique et de la réaction du système à la compression initiale induite lors de la collision frontale des deux noyaux incidents. Elle dépend non seulement des propriétés statiques de la matière nucléaire telle que l'incompressibilité, mais aussi des propriétés de transport comme le degré de *stopping* atteint dans la collision. Il a été montré que, dans les collisions centrales de $^{129}\text{Xe}+^{nat}\text{Sn}$, l'expansion collective radiale devient significative au delà de 25 MeV/A [139].

Scénario. Le scénario est donc le suivant. Lorsque l'énergie disponible est élevée, le système atteint rapidement la région de basse densité où il explose sous l'effet de la répulsion Coulombienne. Le processus de formation des fragments est donc stoppé très rapidement. Seul un faible nombre d'événements d'agrégation peut avoir lieu. Dans ce cas, Z_{\max} est la plus grande valeur

parmi les tailles de fragments distribuées aléatoirement. Z_{\max} se comporte alors comme une variable extrême, ce qui explique l'apparition de la distribution de Gumbel à haute énergie. À plus basse énergie, les fragments disposent de plus de temps pour se former par agrégation successive de clusters de plus petite taille. Z_{\max} se comporte alors comme une variable additive, ce qui explique l'émergence d'une distribution Gaussienne à basse énergie. A cause des grandes fluctuations statistiques inhérentes aux systèmes de petites tailles, des événements préparés dans les mêmes conditions, c'est-à-dire à même énergie incidente, peuvent présenter l'un ou l'autre des deux comportements asymptotiques. La distribution de Z_{\max} est alors la somme de deux contributions dont le poids relatif varie avec l'énergie incidente (Fig. 6.12). Le ratio R entre les deux contributions reflète alors l'échelle de temps de formation des fragments.

La similarité entre les figures 6.12 et 6.15(f) peut donc être interprétée en termes de distribution de tailles des fragments déterminées en un temps de plus en plus court, en raison de l'augmentation rapide de l'expansion radiale.

6.3 Hiérarchie en taille de système

Dans le cas idéal du modèle de Smoluchowski, les fluctuations du paramètre d'ordre (s_{\max}) dépendent fortement de la taille du système (Fig. 6.2). Plus la taille du système diminue, plus les fluctuations augmentent et plus le maximum de ces fluctuations s'éloigne du point critique du système infini. Cet effet est uniquement dû à l'augmentation des fluctuations statistiques inhérentes aux systèmes composés d'un faible nombre de particules. En revanche, la forme de la distribution du paramètre d'ordre au point critique du système infini est identique quelle que soit la taille du système (Fig. 6.3(a)). Cette propriété remarquable des phénomènes critiques dans les systèmes finis doit, en principe, permettre de localiser le point critique du système infini, si on dispose d'une mesure assez précise de la distribution du paramètre d'ordre sur une grande gamme en paramètre de contrôle, et ce pour des systèmes équivalents mais de tailles différentes. Dans les deux modèles d'agrégation étudiés dans ce travail, la distribution du paramètre d'ordre au point critique est une distribution de Kolmogorov-Smirnov. La forme exacte de cette distribution dépend fortement des détails du système étudié et notamment de l'interaction entre les constituants. On ne s'attend donc pas particulièrement à ce que la forme de la distribution de Z_{\max} dans les données de fragmentation au point critique de la matière infini ait la même forme que dans ces modèles.

Dans cette section, nous allons développer une nouvelle application des prescriptions de la théorie des fluctuations universelles, afin de tenter de localiser le point critique de la matière nucléaire infinie, en analysant la forme de la distribution de Z_{\max} produit dans les événements de multifragmentation de quasi-projectiles d'Or et de Xenon. Nous allons également mettre en évidence les effets liés au changement de la taille du système.

6.3.1 Méthodes de localisation du point critique

Rapellons que selon la théorie des fluctuations universelles, les distributions $P_N[m]$ du paramètre d'ordre m pour des systèmes de différentes tailles N au point critique se superposent lorsqu'elles sont représentées en terme de la première loi d'échelle ($\Delta = 1$) :

$$\langle m \rangle P_N[m] = \Phi \left(\frac{m - \langle m \rangle}{\langle m \rangle} \right), \quad (6.21)$$

avec $\sigma = k \times \langle m \rangle$, ce qui revient à la distribution centrée réduite du paramètre d'ordre, à un facteur k près. Il en résulte que toutes les distributions $P_N[m]$ sont identiques au point critique lorsqu'elles sont représentées en centrées réduites. En d'autres termes, toute quantité B_N définie à partir des moments centrés réduits β_i de la distribution du paramètre d'ordre doit être indépendante de N au point critique. C'est l'idée qui sous-tend la définition des paramètres de Binder [140].

Paramètres de Binder. Le paramètre de Binder est traditionnellement défini comme le moment centré réduit d'ordre 4 (kurtosis) de la distribution du paramètre d'ordre :

$$B_N = \beta_2 = \mathbb{E} \left[\left(\frac{m - \langle m \rangle}{\sigma} \right)^4 \right]. \quad (6.22)$$

Il en existe plusieurs définitions. Elles peuvent utiliser, par exemple, le moment centré réduit d'ordre 3 (coefficient d'asymétrie) ou des moments d'ordres supérieurs. La transition de phase peut alors être caractérisée en comparant l'évolution de B_N en fonction du paramètre de contrôle, pour des systèmes de différentes tailles N . Le point critique est l'unique point où l'ensemble des courbes se croisent. Ce type d'analyse est généralement utilisé pour localiser le point critique dans des modèles numériques. Des paramètres de Binder d'ordres élevés ont également été récemment proposés comme observables pertinentes pour l'étude de la transition de phases de déconfinement, dans les collisions d'ions lourds à très haute énergie [141].

L'estimation des moments d'ordres élevés (typiquement supérieurs à 2) nécessite de connaître avec précision la distribution de l'observable d'intérêt. Ils sont particulièrement affectés par la statistique, et notamment la population de la queue de distribution [142]. Dans les données expérimentales de multifragmentation la statistique est souvent limitée, ce qui rend ce type d'analyse "en moments" difficilement utilisable.

Méthode alternative. Nous avons vu dans la section précédente que la distribution du paramètre d'ordre peut être reproduite qualitativement par une somme de deux contributions (Gaussienne et Gumbellienne) dans les modèles génériques d'agrégation mais aussi dans les données de multifragmentation. Le paramètre $R = 2\eta - 1$, qui représente le poids relatif des deux contributions (Eq. (6.12)), reflète alors la forme de la distribution du paramètre d'ordre. Il peut donc être potentiellement utilisé pour localiser le point où les distributions sont identiques, si celui-ci existe.

Testons cette idée avec le modèle de Smoluchowski, pour lequel on peut faire facilement varier la taille du système. La figure 6.16 présente l'évolution du poids relatif entre les composantes Gaussienne et Gumbellienne ($R = 2\eta - 1$) de l'équation (6.12), en fonction du temps de clusterisation pour des systèmes de tailles différentes. Toutes les courbes se croisent au point critique du système infini $t = t_c$ à $R \sim 0.45$, proche de la valeur obtenue en ajustant l'équation (6.12) sur la distribution de Kolmogorov-Smirnov. Dans le cadre de ce modèle, R peut donc être utilisé à la place d'un paramètre de Binder pour localiser le point critique du système infini. On remarque également que plus la taille du système diminue, plus le passage d'une distribution asymptotique à l'autre est "lent". Cet effet est, une fois de plus, dû à l'augmentation dramatique des fluctuations statistiques lorsque la taille du système diminue.

Dans la suite, nous allons appliquer cette analyse aux événements de multifragmentation de systèmes équivalents mais de tailles différentes : les quasi-projectiles d'Au ($Z_{\text{proj}} = 79$) et de Xe ($Z_{\text{proj}} = 54$) produits dans les réactions Au+Au à 100 MeV/A et $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 80 MeV/A.

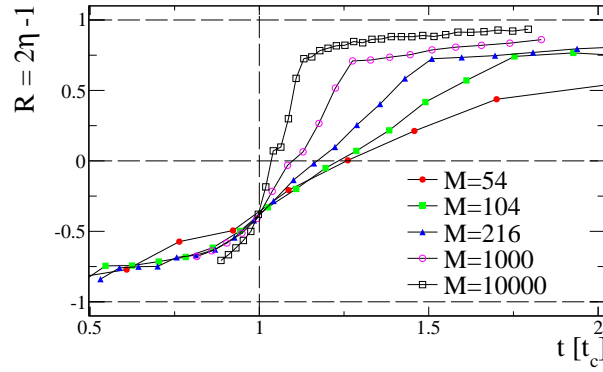


FIG. 6.16 – Évolution du poids relatif entre les deux composantes de l'Eq. (6.12), en fonction du temps d'agrégation dans le modèle de Smoluchowski, pour des systèmes de différentes tailles.

6.3.2 Fragmentation des quasi-projectiles d'Au et de Xe

6.3.2.1 Sélection des événements et estimation de l'énergie d'excitation

La sélection des quasi-projectiles d'Au et de Xe utilisée dans ce travail est détaillée dans [25, 75, 143]. L'énergie d'excitation des QP est ensuite calculée événement par événement, en utilisant une méthode de calorimétrie, qui est également détaillée dans [75].

6.3.2.2 Fluctuations de Z_{\max}

La figure 6.17 présente la corrélation entre la charge du fragment le plus lourd (Z_{\max}) normalisé à la charge du projectile et l'énergie d'excitation du système, pour la fragmentation des QP d'Au (Fig. 6.17(a)) et de Xe (Fig. 6.17(b)). Ces figures ont une allure similaire à celle obtenue avec le modèle de Smoluchowski pour un système de petite taille (Fig. 6.1(c)) : la transition de $Z_{\max}/Z_{\text{proj}} = 0$ à 1 se fait de manière continue et sans rupture de pente. De plus les fluctuations de Z_{\max} sont grandes.

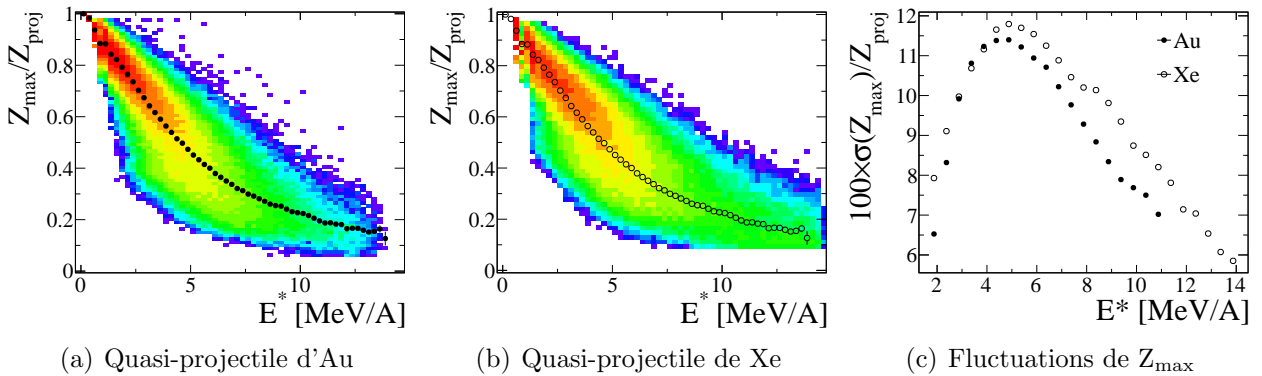


FIG. 6.17 – Fluctuations de Z_{\max} : (a–b) corrélation entre Z_{\max} et l'énergie d'excitation des quasi-projectiles, formées dans les réactions Au+Au à 100 MeV/A et $^{129}\text{Xe}+^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 80 MeV/A, et (c) évolution de l'écart type de la distribution de Z_{\max} , normalisée à la charge du projectile en fonction de l'énergie d'excitation.

La figure 6.17(c) présente l'évolution de l'écart type de la distribution de Z_{\max} , normalisé à la taille du projectile en fonction de l'énergie d'excitation. Les fluctuations de Z_{\max} présentent un maximum dont l'amplitude et la position dépendent de la taille du système considéré (Fig. 6.17(c)) : les fluctuations sont plus grandes dans le cas de la fragmentation du QP de Xe que dans celui du QP d'Au.

6.3.2.3 Evolution de la forme des distributions de Z_{\max}

La figure 6.18 présente la distribution de Z_{\max} à différentes énergies d'excitation pour les QP d'Au et de Xe. À la plus basse énergie d'excitation (Fig. 6.18(a)), la forme de la distribution de Z_{\max} semble identique pour les deux systèmes de tailles différentes. En revanche, lorsque l'énergie d'excitation augmente, des différences apparaissent (Fig. 6.18(b–c)).

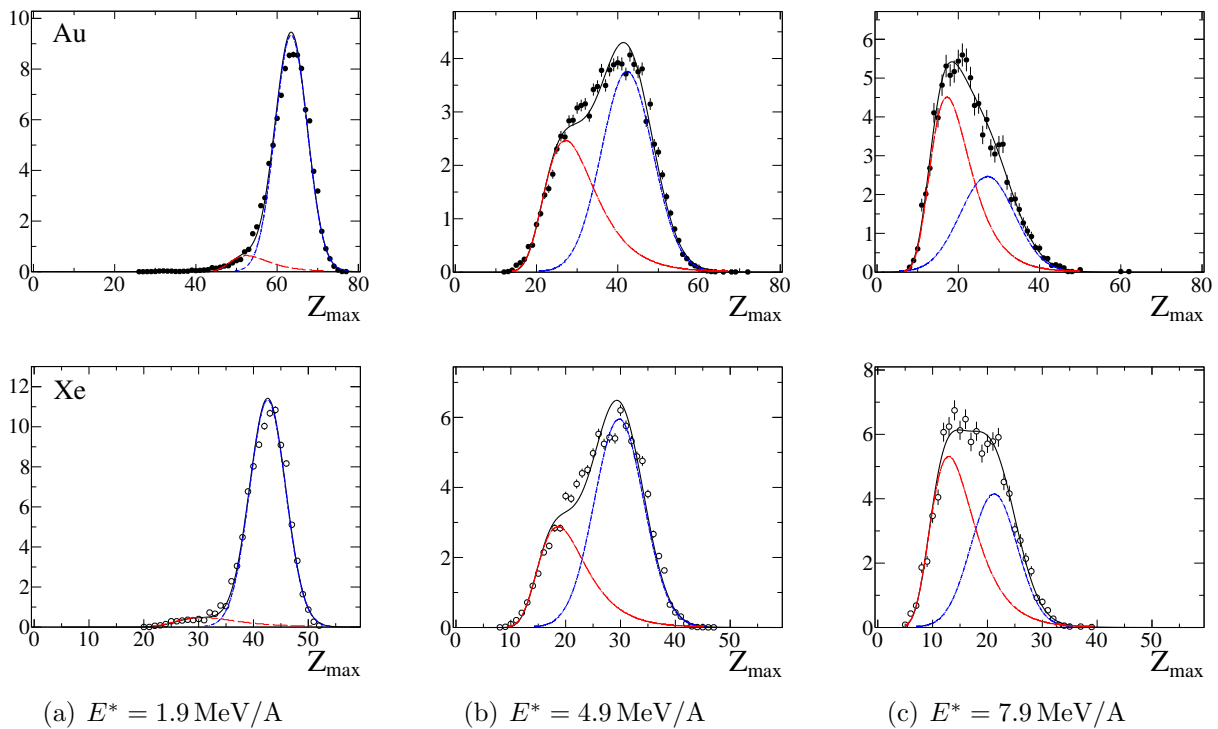


FIG. 6.18 – (Points) Distribution de la charge du fragment le plus lourd (Z_{\max}) produit lors de la fragmentation de quasi-projectile d'Au (haut) et de Xe (bas) à différentes énergies d'excitation ; (Ligne continue) Meilleur ajustement obtenu avec l'équation (6.12) ; (Ligne discontinue rouge) Composante Gumbelienne ; (Ligne pointillée bleu) Composante Gaussienne.

Hiérarchie en taille. L'équation (6.12) est ajustée sur les distributions de Z_{\max} (Fig. 6.18) et reproduit qualitativement la forme des distributions expérimentales. À la plus faible énergie d'excitation considérée ici ($E^* = 1.9 \text{ MeV/A}$), la distribution de Z_{\max} est essentiellement constituée d'une distribution Gaussienne pour les deux systèmes (Fig.6.18(a)). Pour les autres énergies (Fig.6.18(b–c)), les deux composantes sont présentes et le poids de la partie Gumbelienne augmente lorsque l'énergie d'excitation augmente. Comme dans les collisions centrales

de $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$, la composante Gaussienne est donc associée au régime de faible énergie d'excitation et la composante Gumbelienne domine à haute énergie. L'évolution du poids relatif entre les deux contributions $R = 2\eta - 1$ (voir Eq. (6.12)) est présentée sur la figure 6.19. Pour les deux systèmes, R évolue continûment avec l'énergie d'excitation. Cette évolution est plus rapide dans le cas du système avec le plus grand nombre de constituant (QP d'Au). On observe donc une hiérarchie en taille similaire à celle observée dans le modèle de Smoluchowski (Fig. 6.16) : plus la taille du système diminue, plus la transition d'un régime asymptotique à l'autre est lent, en raison de l'augmentation des fluctuations de taille finie. En revanche, la hiérarchie au passage par $R = 0$ est inversée par rapport à celle prédite par le modèle de Smoluchowski (Fig. 6.16). Il en résulte que les courbes présentées sur la figure 6.19 ne se rejoignent que lorsque $R \rightarrow 1$ et aucun croisement proche de $R \sim -0.45$ n'est observé. Une analyse expérimentale et

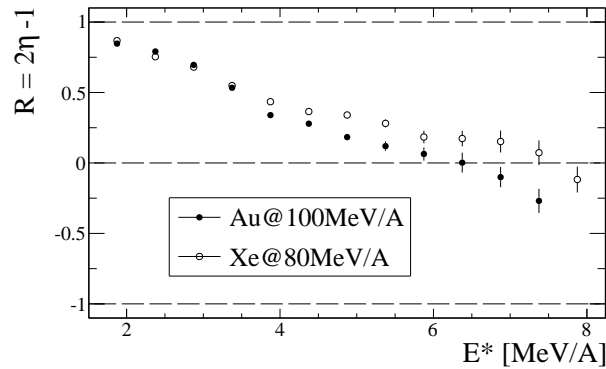


FIG. 6.19 – Évolution du poids relatif entre les deux composantes de l'Eq. (6.12) en fonction de l'énergie d'excitation des quasi-projectiles d'Au et de Xe.

théorique plus approfondie est nécessaire pour interpréter ce résultat.

6.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons tout d'abord illustré une partie des difficultés à identifier des signaux de transitions de phases dans un système aussi petit que le noyau atomique, à travers l'étude du modèle d'agrégation irréversible de Smoluchowski dans le cadre de la théorie des fluctuations universelles.

La comparaison qualitative de l'évolution de la forme de la distribution de charge du fragment le plus lourd, produit dans les collisions centrales de $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à $E = 25 - 50$ MeV/A, avec différents modèles génériques d'agrégation nous a permis de confirmer que Z_{max} se comporte comme un paramètre d'ordre, et suggère que la multifragmentation est un processus d'agrégation dynamique, où les fragments se forment par agrégation successive de clusters de plus petite taille dans une goutte de matière nucléaire chaude et en expansion. Les fortes similarités entre l'évolution de la forme de la distribution de Z_{max} dans les événements de multifragmentation et celle obtenue avec le modèle d'agrégation dynamique de Smoluchowski suggère que le temps de formation des fragments, qui est déterminé par la quantité d'expansion radiale, joue un rôle déterminant sur le degré de fragmentation du système.

Ces interprétations doivent maintenant être testées avec d'autres données expérimentales, ou à l'aide d'une modélisation réaliste du processus de multifragmentation. Dans le chapitre

suisant, nous allons confirmer le lien entre l'expansion radiale et les propriétés des partitions de multifragmentation en comparant le degré de fragmentation de systèmes de tailles comparables mais empruntant différentes trajectoires dans le diagramme des phases de la matière nucléaire.

Chapitre 7

Trajectoire dans le diagramme des phases et degré de fragmentation

Dans le chapitre précédent, nous avons confirmé l'interprétation de la multifragmentation comme un processus d'agrégation dynamique, à travers l'étude détaillée de la forme de la distribution de charge du fragment le plus lourd. Ce processus est également supposé apporter des informations et des contraintes sur le diagramme des phases de la matière nucléaire, à travers les propriétés des partitions de fragments mesurées expérimentalement. Dans ce chapitre, nous allons présenter une comparaison préliminaire du degré de fragmentation de sources de quasi-fusion, formées dans les collisions centrales de $^{129}\text{Xe}+^{nat}\text{Sn}$ et de $^{181}\text{Ta}+^{66}\text{Zn}$, qui sont supposées emprunter différentes trajectoires dans le diagramme densité-température (Fig. 7.1). Les données de la réaction $^{181}\text{Ta}+^{66}\text{Zn}$ proviennent de l'expérience e613 et sont présentées pour la première fois dans ce travail.

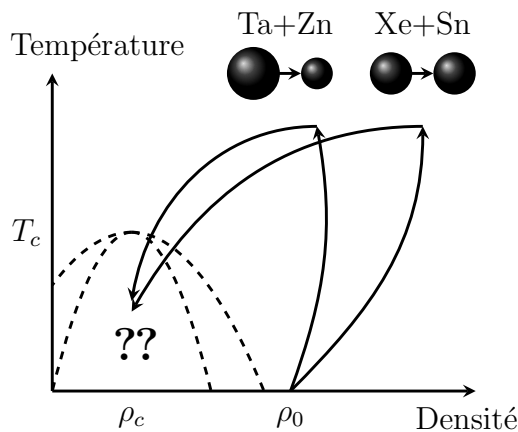


FIG. 7.1 – Représentation schématique des trajectoires dans le diagramme densité-température, empruntées par des sources de quasi-fusion formées dans les collisions centrales symétriques ($^{129}\text{Xe}+^{nat}\text{Sn}$) et asymétriques ($^{181}\text{Ta}+^{66}\text{Zn}$).

Il existe différents moyens de produire des systèmes nucléaires fortement excités qui fragmentent. Dans les collisions à faibles paramètres d'impact autour de l'énergie de Fermi, on peut isoler des événements où les deux noyaux incidents se mélangent pour former une source de quasi-fusion (QF). À plus grands paramètres d'impact et pour des énergies incidentes plus

élevées, seulement une fraction des nucléons de chaque noyau interagissent, ce qui conduit à la production d'une quasi-cible (QT) et d'un quasi-projectile (QP). Dans les deux cas, une grande partie de l'énergie dissipée est convertie en énergie d'excitation des sources de multifragmentation. De nombreux efforts expérimentaux et théoriques ont été fait pour déduire, à partir des observables liées aux fragments, les propriétés des sources de multifragmentation au moment où les proto-fragments cessent d'interagir fortement, et commencent à s'éloigner sous l'effet de la répulsion Coulombienne (*freeze-out*). L'objectif étant ensuite de relier les conditions au moment du *freeze-out* (volume, énergie d'excitation), à des variables thermodynamiques (densité, température) en lien avec le diagramme des phases de la matière nucléaire. Un des enjeux majeurs est de reconstruire la trajectoire empruntée par le système dans le diagramme des phases, et d'identifier l'influence du mécanisme de réaction. En effet, des résultats récents tendent à montrer que les contraintes appliquées aux sources de multifragmentation peuvent être très différentes suivant le mécanisme de réaction qui les a produites. Dans les collisions centrales, le cycle de compression/expansion permet d'explorer des régions de haute et de basse densité. Dans les collisions périphériques, le processus de friction/abrasion excite le système qui atteint des basses densités sous l'effet de l'expansion thermique. C'est également le cas dans les réactions induites par des pions très énergétiques [12]. Expérimentalement, les différentes

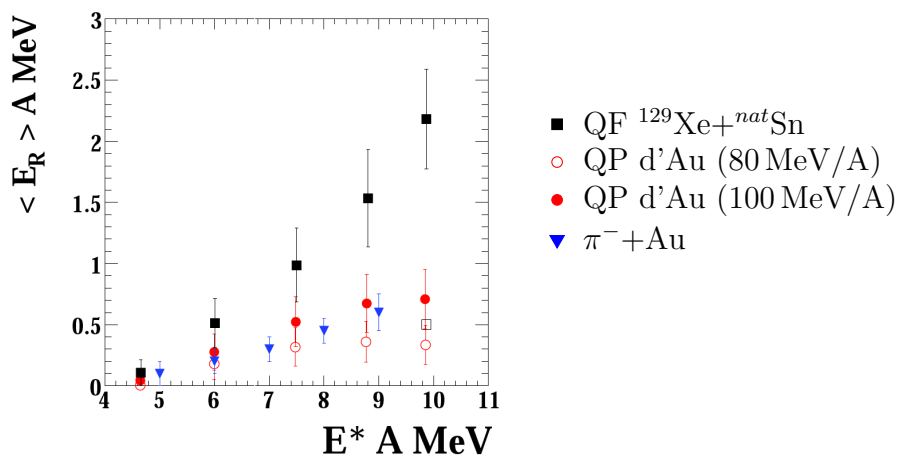


FIG. 7.2 – Corrélation entre l'énergie d'expansion radiale moyenne (E_R) et l'énergie d'excitation (E^*) pour : (carrés pleins) sources de quasi-fusion produites dans les collisions centrales de $^{129}\text{Xe} + ^{nat}\text{Sn}$; (carré ouvert) estimation de l'énergie d'expansion radiale due à la pression thermique pour les QF de $^{129}\text{Xe} + ^{nat}\text{Sn}$ à 50 MeV/A; (cercles pleins) quasi-projectiles produits dans la réaction Au+Au à 100 MeV/A; (cercles ouverts) quasi-projectiles produits dans la réaction Au+Au à 80 MeV/A; (triangles) sources produites dans la réaction $\pi^- + \text{Au}$. Figure issue de [139].

contraintes appliquées aux sources de multifragmentation se traduisent par l'observation d'une plus grande quantité d'énergie d'expansion radiale dans les collisions centrales (Fig. 7.2), par rapport aux autres types de réaction. Cette différence apparaît à partir de $E^* \sim 6 \text{ MeV/A}$, ce qui correspond, dans la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{nat}\text{Sn}$, à 32 MeV/A d'énergie incidente.

La présence d'une énergie d'expansion collective (E_R), dans les événements de multifragmentation, a été mis en évidence pour la première fois par la collaboration FOPI [144]. Elle a depuis

fait l'objet de nombreuses études expérimentales, sur une large gamme de systèmes et d'énergies incidentes [11]. Dans les données de multifragmentation, E_R est généralement estimée en utilisant des modèles statistiques, où la formation des fragments et l'expansion du système sont traitées séparément. La principale justification étant la faible contribution de l'énergie d'expansion par rapport à l'énergie d'excitation totale ($\sim 20 - 30\%$). Or certaines études, entreprises dans le cadre de théories de transport, ont mis en lumière l'importance de l'expansion sur le processus de formation des fragments [4, 145, 146]. D'un point de vue expérimental, des travaux ont récemment mis en évidence le lien entre la trajectoire du système dans le diagramme des phases, déterminée par le cycle compression/expansion, et son degré de fragmentation [139, 143]. En

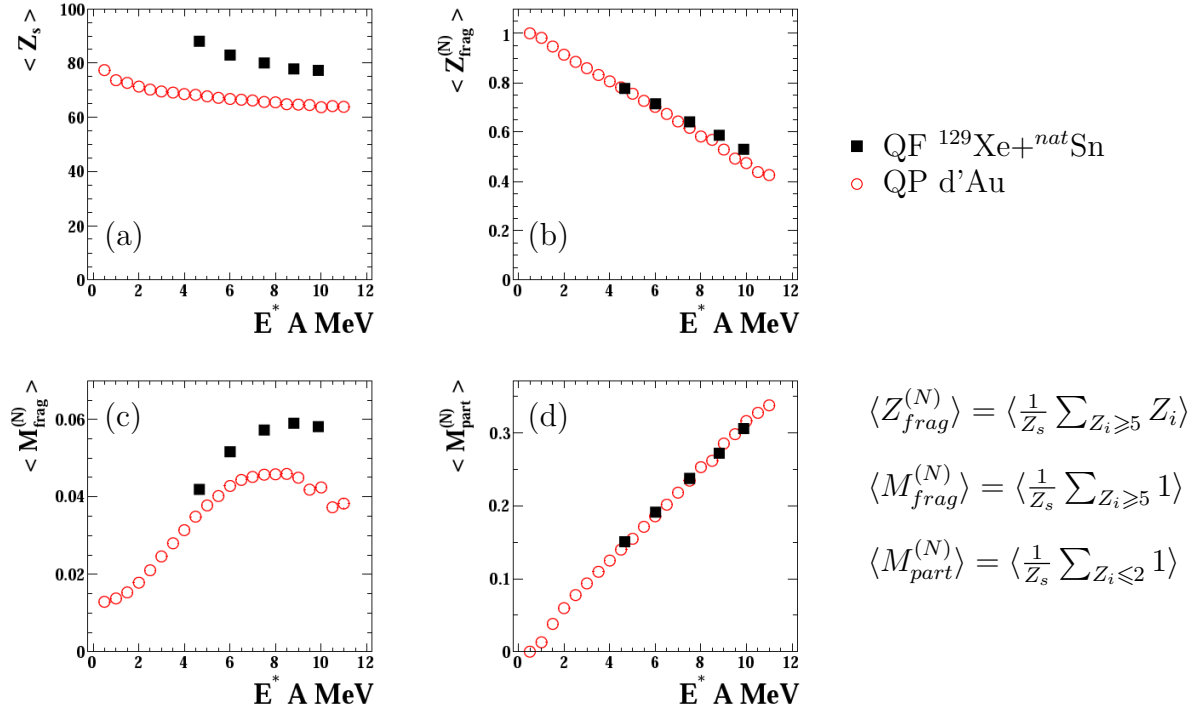


FIG. 7.3 – Corrélations entre l'énergie d'excitation (E^*) et les propriétés des partitions de charges observée dans les événements de multifragmentation de quasi-projectiles d'Au (cercles ouverts), et de sources de quasi-fusion produites dans la réaction $^{129}\text{Xe} + \text{nat}\text{Sn}$ (carrés pleins) : (a) charge moyenne de la source ($\langle Z_s \rangle$); (b) charge liée dans les fragments normalisée ($\langle Z_{frag}^{(N)} \rangle = \langle \frac{1}{Z_s} \sum_{Z_i \geq 5} Z_i \rangle$); (c) nombre moyen de fragment normalisé ($\langle M_{frag}^{(N)} \rangle = \langle \frac{1}{Z_s} \sum_{Z_i \geq 5} 1 \rangle$); (d) nombre moyen de particules légères normalisé ($\langle M_{part}^{(N)} \rangle = \langle \frac{1}{Z_s} \sum_{Z_i \leq 2} 1 \rangle$). Figure issue de [139].

particulier, ils ont montré que l'énergie d'excitation détermine le nombre de particules légères émises (Fig. 7.3(b)), ainsi que la proportion de charge liée dans les fragments (Fig. 7.3(d)). La répartition de cette charge dans les différents fragments dépend, quant à elle, de la quantité d'énergie d'expansion radiale. Plus E_R augmente, plus le nombre de fragments augmente (Fig. 7.3(c)), et plus les partitions de charge sont symétriques. Ces résultats ont été obtenus en comparant des événements de fragmentation de sources de masse comparable (Fig. 7.3(a)), avec la même énergie d'excitation, mais produites dans des réactions différentes : des quasi-projectiles

formés dans les collisions périphériques d’Au+Au, et des sources de quasi-fusion produites dans les collisions centrales du système quasi-symétrique $^{129}\text{Xe}+^{nat}\text{Sn}$.

L’objectif de l’analyse présentée dans ce chapitre est d’aller plus loin dans la compréhension du rôle de la phase d’expansion, en produisant des sources de quasi-fusion dans les collisions centrales d’un système asymétrique ($^{181}\text{Ta}+^{66}\text{Zn}$). Dans ce type de réaction, la quantité de compression initiale est plus faible que dans le cas des collisions centrales symétriques, en raison du plus faible recouvrement géométrique entre les noyaux incidents (voir Fig. 7.1). L’expansion collective radiale de la source est alors intermédiaire entre celle des quasi-projectiles et des sources de quasi-fusion formées dans les collisions centrales symétriques ($^{129}\text{Xe}+^{nat}\text{Sn}$).

7.1 Détails expérimentaux

7.1.1 L’expérience e613

L’expérience e613 a été réalisée au GANIL avec le multidétecteur INDRA (voir sec. 1.1) en octobre 2011, c’est-à-dire au début de cette thèse. La phase de dépouillement des données est détaillée dans le chapitre 3. L’objectif principal de cette expérience est de mesurer des événements de multifragmentation produits dans les collisions centrales de $^{181}\text{Ta}+^{66}\text{Zn}$, afin de les comparer à des événements similaires produits dans la réaction $^{129}\text{Xe}+^{nat}\text{Sn}$. Les énergies incidentes du faisceau de ^{181}Ta ont donc été choisies de telle manière que l’énergie disponible dans le centre de masse de la réaction corresponde à des données déjà mesurées avec INDRA dans la réaction $^{129}\text{Xe}+^{nat}\text{Sn}$. Les différentes énergies incidentes utilisées, ainsi que l’énergie équivalente pour le système $^{129}\text{Xe}+^{nat}\text{Sn}$, sont reportées dans le tableau 7.1. Les faisceaux de

Système	E_{inc} [MeV/A]	E_{cm} [MeV/A]	v_{cm} [cm/ns]
$^{181}\text{Ta}+^{66}\text{Zn}$	19.1	3.7	4.4
$^{129}\text{Xe}+^{nat}\text{Sn}$	15.0	3.7	2.8
$^{181}\text{Ta}+^{66}\text{Zn}$	31.8	6.2	5.7
$^{129}\text{Xe}+^{nat}\text{Sn}$	25.0	6.2	3.6
$^{181}\text{Ta}+^{66}\text{Zn}$	39.4	7.7	6.3
$^{129}\text{Xe}+^{nat}\text{Sn}$	32.0	8.0	4.1

TAB. 7.1 – Comparaison entre les réactions $^{181}\text{Ta}+^{66}\text{Zn}$ et $^{129}\text{Xe}+^{nat}\text{Sn}$: énergie incidente (E_{inc}), énergie disponible dans le référentiel du centre de masse de la réaction (E_{cm}), et vitesse du centre de masse dans le référentiel du laboratoire (v_{cm}).

$^{181}\text{Ta}^{57+}$ à 39.4 MeV/A, et de $^{181}\text{Ta}^{52+}$ à 31.8 MeV/A, ont été produit en couplant les deux cyclotrons du GANIL (voir Fig. 1.2), avec une intensité de $\sim 10^6 - 10^7$ pps. La cible de ^{66}Zn , d’une épaisseur de $350 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, a été réalisée au GANIL à partir d’un échantillon métallique présentant une pureté isotopique de 99 %.

Avantages de la cinématique inverse. Des expériences utilisant des systèmes asymétriques, dans cette gamme en masse totale, ont déjà été réalisées avec INDRA, mais en cinématique directe ($^{58}\text{Ni}+^{197}\text{Au}$ de 32 à 90 MeV/A [147]). Dans ce cas, la vitesse du centre de masse de la réaction est faible. La probabilité de détecter l’ensemble des produits de réaction, même pour les collisions les plus centrales, est alors largement réduite en raison des seuils

d'identification élevés pour les fragments émis vers les angles arrières ($\theta > 90^\circ$). Or, la reconstruction complète des collisions centrales est indispensable pour caractériser les sources de quasi-fusion. C'est pourquoi nous avons opté pour une réaction en cinématique inverse, qui maximise la vitesse d'entraînement du centre de masse. Les produits de réaction sont alors principalement détectés dans les couronnes avant d'INDRA. La majorité des fragments sont suffisamment énergétiques pour traverser les détecteurs siliciums des couronnes 1 à 9. Ils peuvent ainsi être identifiés en charge par la méthode $\Delta E - E$ dans les télescopes Si-CsI(Tl). C'est avec cette méthode que l'on obtient la meilleure résolution en charge (voir sec. 1.1).

Données utilisées. Dans les données présentées ici, les particules sont identifiées sur l'ensemble du détecteur INDRA. En revanche, la calibration n'est disponible que pour les couronnes 1 à 12 ($\theta < 90^\circ$). Cela permet néanmoins d'isoler des événements où la quasi-totalité des produits de réactions ont été détectés (Fig. 7.4). Les gains électroniques des détecteurs siliciums ont été modifiés à plusieurs reprises au cours de l'expérience. La calibration de ces détecteurs ainsi que les grilles d'identification n'ayant pas été ajustées en conséquence pour la réaction $^{181}\text{Ta}+^{66}\text{Zn}$ à 19.1 MeV/A, cette énergie ne sera pas traitée.

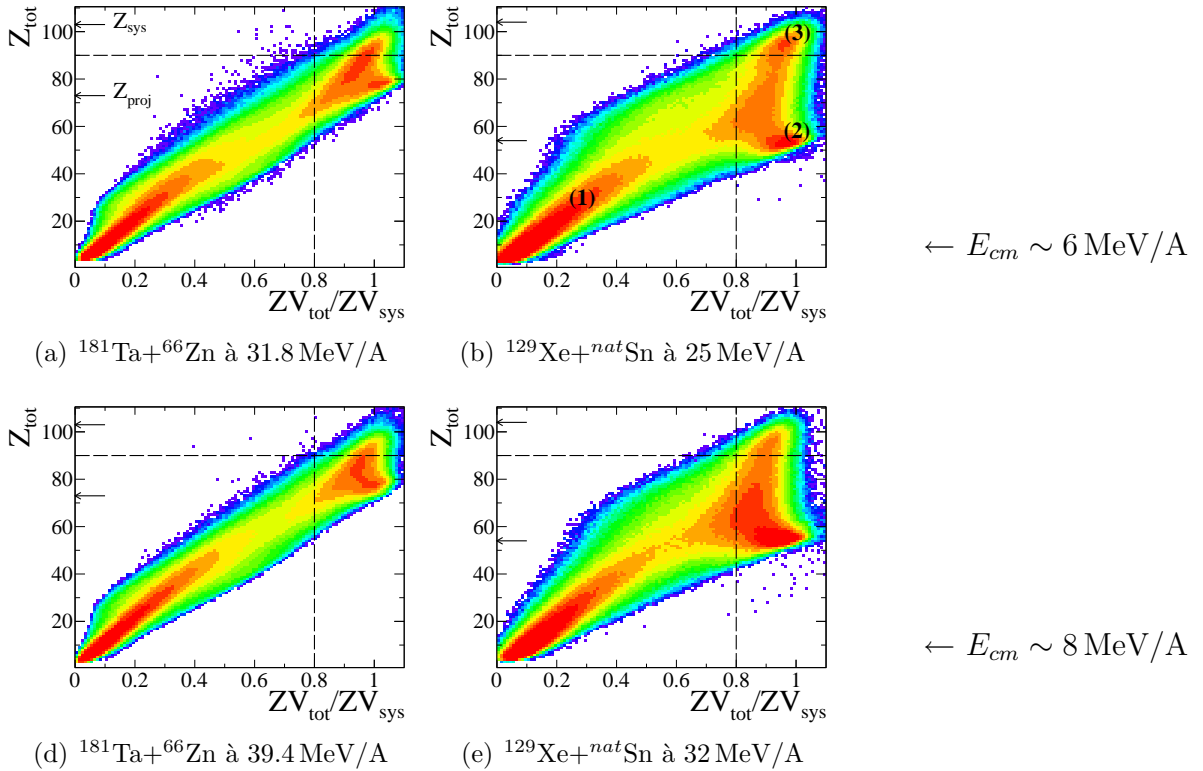


FIG. 7.4 – Illustration de la sélection des événements complets : corrélation entre la charge totale détectée (Z_{tot}), et la pseudo-impulsion totale normalisée ($ZV_{\text{tot}}/ZV_{\text{sys}}$), définies par l'équation (6.11).

7.1.2 Sélection des collisions centrales

On s'intéresse ici aux collisions les plus centrales. La calibration des particules légères détectées dans les détecteurs CsI(Tl) est provisoire. C'est particulièrement le cas des protons qui nécessitent un traitement particulier, en raison d'une mauvaise reconstruction de la lumière totale à partir des composantes rapide et lente des CsI(Tl). La méthode de sélection mise en œuvre dans le chapitre précédent (voir sec. 6.2.1), basée sur la maximisation de l'énergie transverse des particules légères (E_{t12}), ne peut pas être utilisée ici. Nous avons donc opté pour une sélection utilisant uniquement les propriétés des fragments. Afin de ne pas biaiser la comparaison entre les deux systèmes, la même méthode de sélection des collisions centrales leur a été appliquée.

Complétude. La figures 7.4 présentent la corrélation entre la charge totale détectée (Z_{tot}) et la pseudo-impulsion totale normalisée ($ZV_{\text{tot}}/ZV_{\text{sys}}$), définies par l'équation (6.11), pour l'ensemble des événements. Quelle que soit la réaction, on distingue principalement trois zones (voir Fig. 7.4(b)) :

- (1) $ZV_{\text{tot}} \ll ZV_{\text{sys}}$ et $Z_{\text{tot}} \ll Z_{\text{sys}}$: événements mal détectés,
- (2) $ZV_{\text{tot}} \sim ZV_{\text{sys}}$ et $Z_{\text{tot}} \sim Z_{\text{proj}}$: détection des nucléons du projectile uniquement,
- (3) $ZV_{\text{tot}} \sim ZV_{\text{sys}}$ et $Z_{\text{tot}} \sim Z_{\text{sys}}$: détection de l'ensemble des nucléons du système.

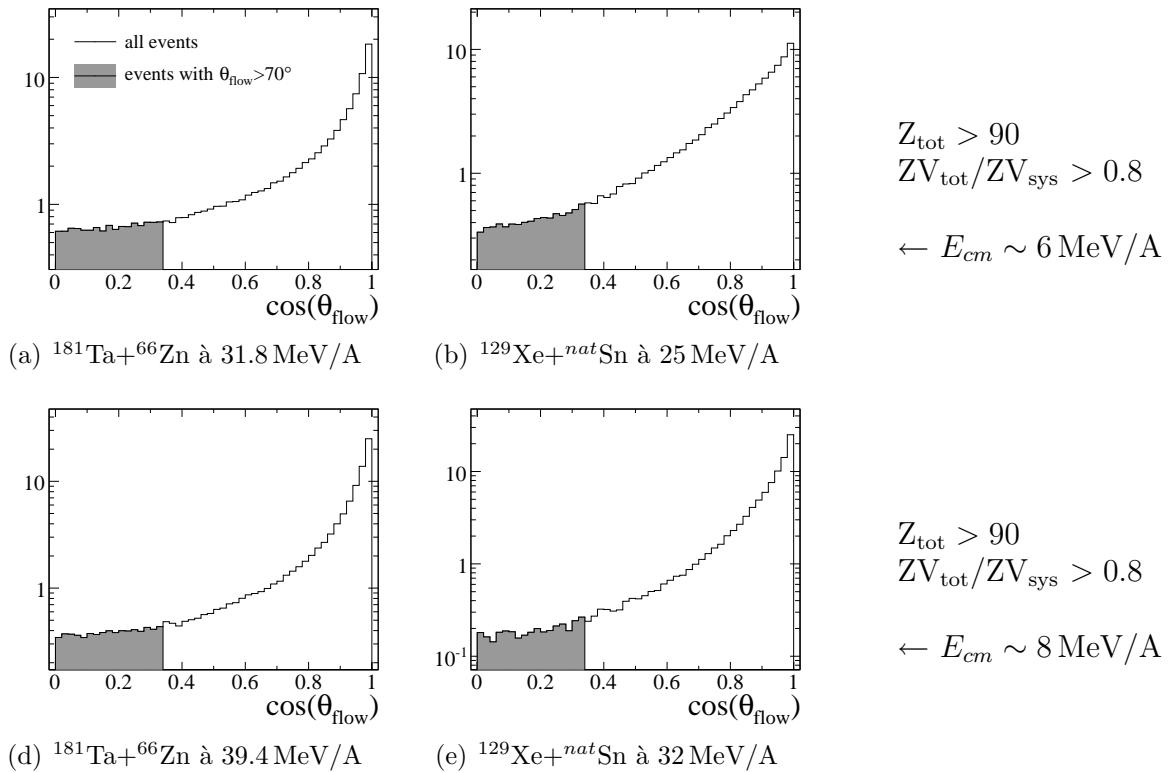


FIG. 7.5 – Illustration de la sélection des événements où l'émission des fragments est quasi-isotrope.

Pour être en mesure de caractériser les propriétés des sources de quasi-fusion, il est indispensable de travailler avec des événements où une grande partie des produits de réaction ont été détectés.

La première étape de la sélection consiste donc à appliquer un critère en complétude. Dans la suite, on ne considèrera que les événements avec $Z_{\text{tot}} > 90$ et $ZV_{\text{tot}}/ZV_{\text{sys}} > 0.8$. Ces deux coupures sont représentées par les lignes discontinues sur la figure 7.4.

Isotropie. La figure 7.5 présente la distribution du cosinus de l'angle de flot ($\cos(\theta_{\text{flow}})$) pour les événements complets. Contrairement à ce que l'on a observé à plus basse énergie (chap. 4), la sélection en complétude n'est pas suffisante pour obtenir une distribution isotrope (voir Fig. 4.5) : une forte accumulation d'événements, dont l'orientation globale est proche de l'axe du faisceau ($\cos(\theta_{\text{flow}}) \sim 1$), reste présente. On peut néanmoins isoler une partie des collisions les plus relaxées, en excluant ces événements focalisés vers l'avant [4, 148]. On choisit ici de ne considérer que les événements avec $\theta_{\text{flow}} > 70^\circ$ (histogramme grisé sur la Fig. 7.5).

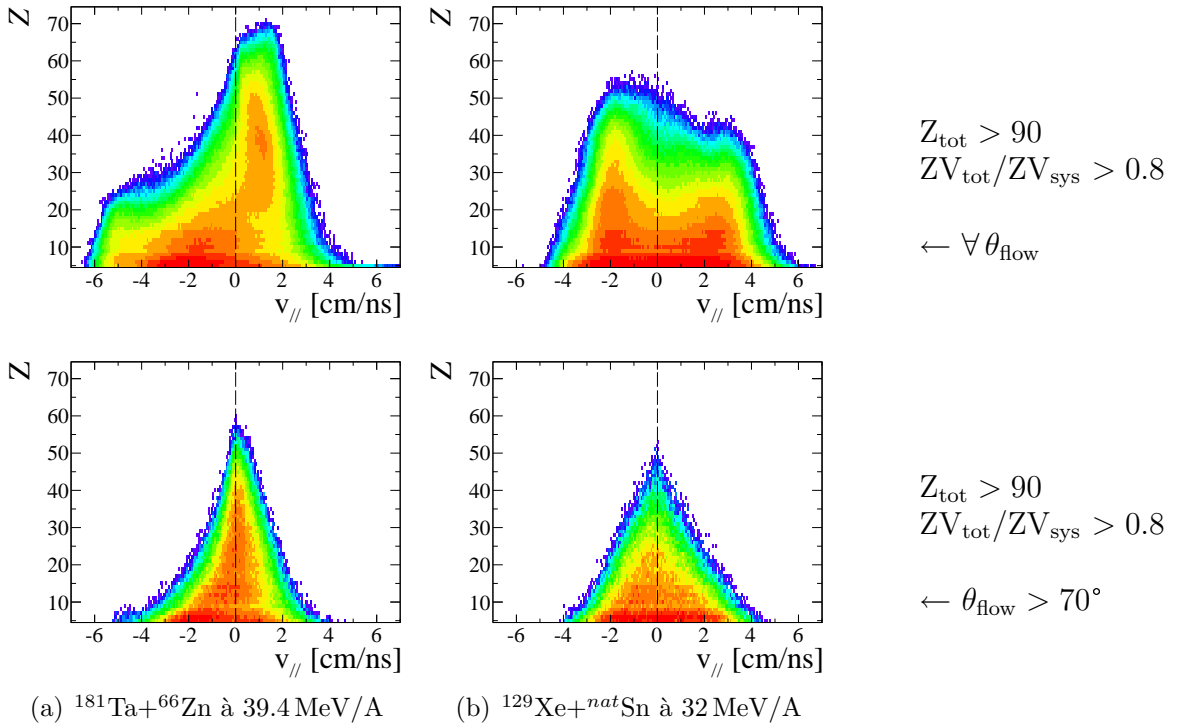


FIG. 7.6 – Effets de la coupure en θ_{flow} sur la corrélation entre la charge des fragments et leur vitesse parallèle à l'axe du faisceau, dans le référentiel du centre de masse des fragments.

Diagramme $Z - v_z$. La figure 7.6 illustre l'effet de la sélection en θ_{flow} sur la corrélation entre la charge des fragments et leur vitesse parallèle à l'axe du faisceau, pour le couple Sym/Asym correspondant à $E_{\text{cm}} \sim 8$ MeV/A. Avant la sélection en θ_{flow} , les fragments ont une vitesse proche de la vitesse du faisceau ou de la cible. C'est particulièrement visible dans le cas de la réaction symétrique $^{129}\text{Xe}+^{\text{nat}}\text{Sn}$ (Fig. 7.6(b)). L'ensemble des événements complets est donc clairement dominé par la décroissance du quasi-projectile et de la quasi-cible, accompagnés par la production de nombreux fragments de masse intermédiaire ($Z \lesssim 10$). Cette image est typique des collisions binaires fortement dissipatives, observées aux énergies de Fermi [58, 122]. D'un autre coté, la coupure en θ_{flow} permet d'isoler des événements où les fragments sont

répartis de manière approximativement symétrique autour de la vitesse du centre de masse. Ce comportement est caractéristique des produits de désexcitation d'une source de quasi-fusion.

7.2 Comparaison des collisions centrales de $^{181}\text{Ta}+^{66}\text{Zn}$ et de $^{129}\text{Xe}+^{nat}\text{Sn}$

Avant d'aborder les observables liées à l'expansion radiale, nous allons présenter une comparaison des propriétés des partitions de charge obtenues avec les deux systèmes.

7.2.1 Partitions de charge

Le tableau 7.2 présente les propriétés des événements de multifragmentation pour les quatre systèmes considérés ici. Comme nous l'avons déjà montré dans le tableau 7.1, ils peuvent être regroupés en deux couples symétrique/asymétrique avec des énergies disponibles dans le centre de masse de $E_{cm} \sim 6 \text{ MeV/A}$ et $E_{cm} \sim 8 \text{ MeV/A}$.

Particules légères. Dans l'état actuel des données, l'énergie d'excitation ne peut pas être estimée pour le système $^{181}\text{Ta}+^{66}\text{Zn}$, car les particules légères détectées aux angles arrières ne sont pas calibrées. En revanche, on est capable de les compter. La multiplicité moyenne de

		M_{lcp}	Z_{bound}	$M_{Z \geq 5}$	Z_{max}
$E_{cm} \sim 6 \text{ MeV/A}$	Asym	14	71	3.3	37
	Sym	15	69	4.0	32
$E_{cm} \sim 8 \text{ MeV/A}$	Asym	17	65	3.8	31
	Sym	18	63	4.6	25

TAB. 7.2 – Comparaison des propriétés des partitions de charge entre les réactions $^{181}\text{Ta}+^{66}\text{Zn}$ (Asym) et $^{129}\text{Xe}+^{nat}\text{Sn}$ (Sym) : multiplicité moyenne des particules légères ($M_{lcp} = \langle M_{Z \leq 2} \rangle$), charge liée dans les fragments ($Z_{bound} = \langle \sum_{Z_i \geq 5} Z_i \rangle$), et charge moyenne du fragment le plus lourd ($Z_{max} = \langle \max\{Z_i\} \rangle$).

particules légères (M_{lcp}) inclut donc les particules émises sur l'ensemble de l'angle solide. Cette multiplicité peut être utilisée, en première approximation, pour comparer l'énergie d'excitation des différents systèmes. Le tableau 7.2 montre que, pour un système donné, la multiplicité de particules légères augmente avec l'énergie disponible dans le centre de masse. En revanche, à E_{cm} fixée, M_{lcp} ne dépend pas de la symétrie de la voie d'entrée (à une unité de charge près). Il semble donc que, pour les deux systèmes, les sources de quasi-fusion soient produites avec une énergie d'excitation très similaire.

Partition des fragments. Intéressons nous maintenant à la répartition de la charge dans les fragments ($Z \geq 5$). La charge moyenne liée dans les fragments (Z_{bound}) semble indépendante de l'asymétrie de la voie d'entrée (à $\sim 3\%$ près). En revanche, le nombre moyen de fragments ($M_{Z \geq 5}$) est supérieur d'environ $\sim 20\%$ dans les collisions symétriques de $^{129}\text{Xe}+^{nat}\text{Sn}$. Il en résulte que la charge moyenne du fragment le plus lourd (Z_{max}) est significativement plus grande dans le cas des réactions asymétriques. La figure 7.7 présente les distributions de

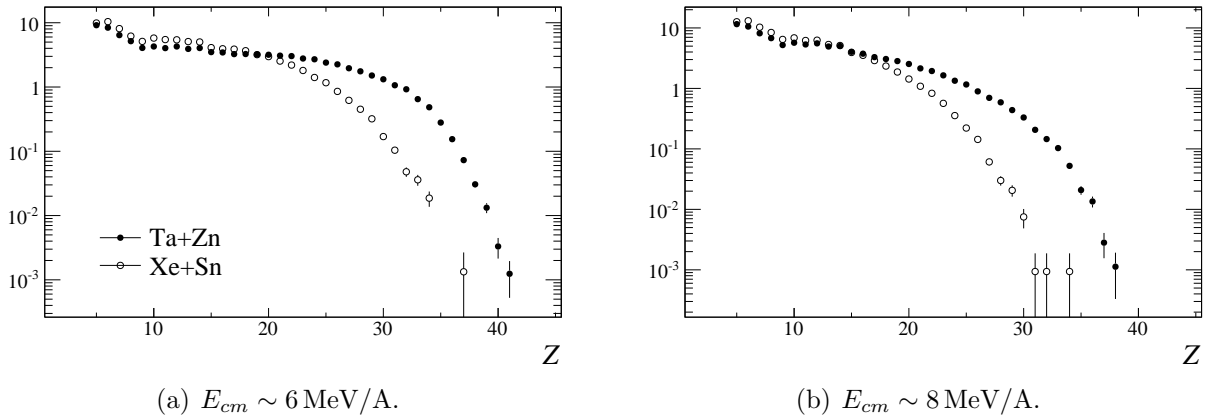


FIG. 7.7 – Comparaison entre les distributions de charge des fragments, à l’exception du fragment le plus lourd, produits dans les collisions symétriques ($^{129}\text{Xe}+^{nat}\text{Sn}$) et asymétriques ($^{181}\text{Ta}+^{66}\text{Zn}$).

charge des fragments, en excluant le fragment le plus lourd. À chaque énergie disponible, les collisions asymétriques conduisent systématiquement à la production de fragments de charges plus élevées.

Effet de l’asymétrie de la voie d’entrée. La quantité de charge liée dans l’ensemble des fragments semble uniquement déterminée par l’énergie d’excitation de la source de quasi-fusion, alors que la répartition de cette charge dans les fragments dépend de l’asymétrie de la voie d’entrée. Dans les collisions symétriques, où l’on s’attend à observer le plus d’expansion collective radiale, un plus grand nombre de fragments de petite taille, sont produits. Le degré de fragmentation dépend donc de l’asymétrie de la voie d’entrée.

7.2.2 Expansion radiale

Intéressons nous maintenant à la question de la trajectoire du système dans le diagramme des phases. Pour cela, il nous faut estimer la quantité d’expansion radiale atteinte dans chacune des réactions. Il faut noter que la calibration des détecteurs, pour le système $^{181}\text{Ta}+^{66}\text{Zn}$, est préliminaire. Les comparaisons présentées dans cette section le sont donc tout autant.

Energie cinétique des fragments. L’observable reliée à l’expansion radiale la plus simple est certainement l’énergie cinétique des fragments, dans le référentiel de la source de quasi-fusion. Cette énergie cinétique peut être décomposée, au premier ordre, en une partie thermique, une partie Coulombienne, et une contribution liée à l’expansion collective radiale. Nous avons montré que la multiplicité de particules légères est identique pour les deux systèmes (voir Tab. 7.2), ce qui indique que l’énergie d’excitation est également identique. On peut donc considérer, en première approximation, que la contribution thermique ne dépend pas de la voie d’entrée. De plus, pour un fragment de charge donnée (Z), produit par des sources de même charge totale (Z_{bound}), la contribution Coulombienne est identique. Toute différence d’énergie cinétique, pour un Z donné, entre les systèmes symétrique et asymétrique peut donc, en première approximation, être attribuée à une différence d’énergie d’expansion radiale.

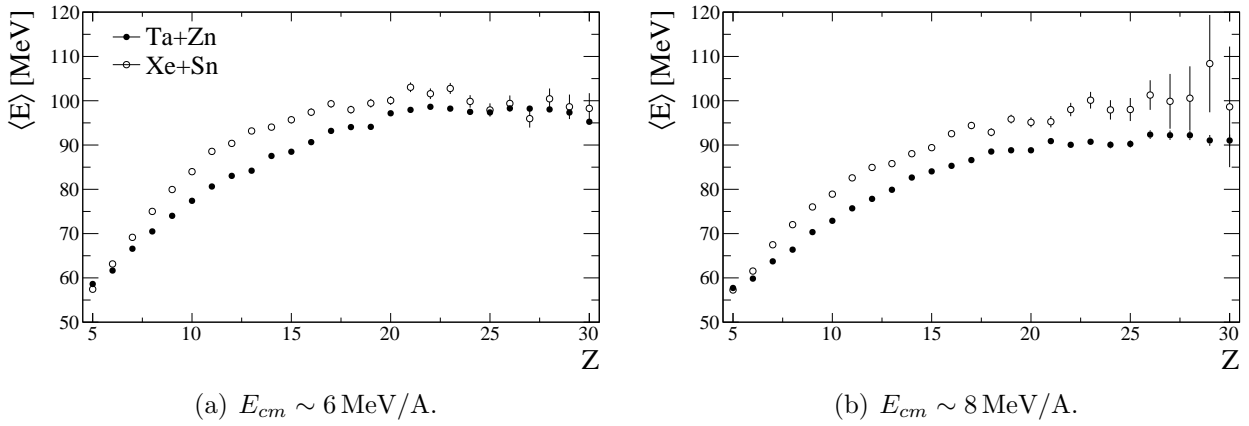


FIG. 7.8 – Corrélation entre la charge des fragments, à l’exception du fragment le plus lourd, et leur énergie cinétique moyenne, dans le référentiel de la source de quasi-fusion.

Corrélation $\langle E \rangle - Z$. La figure 7.8 présente la corrélation entre la charge des fragments, à l’exception du fragment le plus lourd, et leur énergie cinétique moyenne, dans le référentiel de la source de quasi-fusion. L’énergie cinétique des fragments est systématiquement plus élevée dans les réactions symétriques que dans les réactions asymétriques, ce qui semble montrer que l’expansion collective est plus importante dans les collisions symétriques. Cette première indication doit maintenant être confirmée, en extrayant la quantité d’énergie d’expansion collective dans les deux types de réaction.

Vitesse relative entre fragments. L’énergie d’expansion collective peut être estimée à partir de la vitesse relative moyenne entre les fragments [139] :

$$\beta_{rel} = \frac{2}{M_{Z \geq 5}(M_{Z \geq 5} - 1)} \sum_{i < j} |\vec{\beta}_{ij}|. \quad (7.1)$$

Cette observable présente l’intérêt d’être indépendante de la reconstruction du référentiel de la source. Les valeurs moyennes de β_{rel} , obtenues pour les différents systèmes, sont reportées dans le tableau 7.3. On observe une très faible augmentation de la vitesse relative moyenne entre les fragments lorsque l’énergie disponible augmente, et β_{rel} est systématiquement plus élevée dans le cas de la voie d’entrée symétrique. Comme l’énergie cinétique des fragments dans le

		$\langle \beta_{rel} \rangle$	$\langle \beta_{rel}^{(N)} \rangle \times 100$	η	R
$E_{cm} \sim 6 \text{ MeV/A}$	Asym	0.106	0.33	0.79	0.6
	Sym	0.118	0.39	0.33	-0.3
$E_{cm} \sim 8 \text{ MeV/A}$	Asym	0.107	0.39	0.54	0.1
	Sym	0.122	0.48	0.21	-0.6

TAB. 7.3 – Comparaison des observables liées à l’expansion radiale pour les deux réactions $^{181}\text{Ta} + ^{66}\text{Zn}$ (Asym) et $^{129}\text{Xe} + ^{nat}\text{Sn}$ (Sym) : vitesse relative moyenne entre les fragments ($\langle \beta_{rel} \rangle$), la vitesse relative normalisée ($\langle \beta_{rel}^{(N)} \rangle$), et paramètres de l’ajustement de l’équation (6.12) sur les distributions de Z_{max} (η et $R = 2\eta - 1$).

centre de masse de la source, β_{rel} est le résultat d'au moins trois contributions : thermique, Coulombienne et une éventuelle énergie radiale résiduelle. Bien que la taille des sources de quasi-fusion dépende uniquement de l'énergie disponible, nous avons montré dans le tableau 7.2 que la charge n'est pas répartie de la même manière dans les fragments. La contribution Coulombienne à β_{rel} n'est donc pas strictement identique pour les deux voies d'entrée. L'effet de la contribution Coulombienne peut être corrigé en utilisant une simple normalisation (Eq.(7.2)), qui tient compte, événement par événement, de l'influence de la charge moyenne des fragments ($\langle Z \rangle$) sur le reste des charges de la source ($Z_s - \langle Z \rangle$) [139]. Cette normalisation a notamment permis de comparer des événements de multifragmentation de quasi-projectiles et de sources de quasi-fusion (Fig. 7.9).

$$\beta_{rel}^{(N)} = \frac{\beta_{rel}}{\sqrt{\langle Z \rangle (Z_s - \langle Z \rangle)}}. \quad (7.2)$$

Les valeurs moyennes de $\beta_{rel}^{(N)}$ obtenues pour les différents systèmes sont reportées dans le tableau 7.2. La tendance observée avec β_{rel} est accentuée par la normalisation, ce qui pourrait indiquer la présence d'une énergie d'expansion radiale plus élevée dans le cas des collisions centrales symétriques. On peut également noter que $\beta_{rel}^{(N)}$ augmente légèrement plus rapidement avec E_{cm} dans la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{nat}\text{Sn}$ (+23 %), que dans la réaction $^{181}\text{Ta} + ^{66}\text{Zn}$ (+18 %).

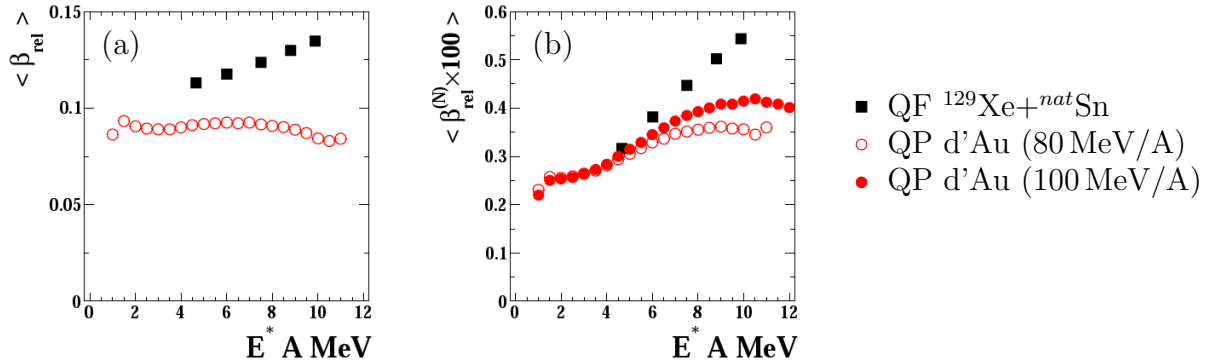


FIG. 7.9 – Corrélation entre l'énergie d'excitation et la vitesse relative entre fragments (a) et la vitesse relative normalisée (b) pour : (carrés pleins) sources de quasi-fusion formées dans les collisions centrales de $^{129}\text{Xe} + ^{nat}\text{Sn}$; (cercles pleins) quasi-projectiles produits dans la réaction Au+Au à 100 MeV/A; (cercles ouverts) quasi-projectiles produits dans la réaction Au+Au à 80 MeV/A. Figure issue de [139].

La différence entre les valeurs de $\beta_{rel}^{(N)}$, pour le système $^{129}\text{Xe} + ^{nat}\text{Sn}$ et $^{181}\text{Ta} + ^{66}\text{Zn}$, observée à $E_{cm} \sim 6 \text{ MeV/A}$ est néanmoins surprenante. À cette énergie, E_R est négligeable dans la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{nat}\text{Sn}$ (Fig. 7.2). On s'attend donc à observer la même vitesse relative normalisée avec les deux voies d'entrée. En effet, la figure 7.9(b) montre que les valeurs moyennes de $\beta_{rel}^{(N)}$ sont identiques pour les sources de quasi-fusion formées dans la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{nat}\text{Sn}$ à 25 MeV/A, et les QP d'Au, à même énergie d'excitation. Les différences de $\beta_{rel}^{(N)}$ mises en évidence dans le tableau 7.3 ne sont donc vraisemblablement pas uniquement attribuables à une augmentation de l'énergie d'expansion radiale avec la symétrie de la voie d'entrée.

La comparaison présentée ici doit être poursuivie afin d'extraire la quantité d'énergie d'expansion collective pour les différents systèmes. En revanche, il est clair qu'une analyse plus

avancée ne pourra être faite que lorsque la calibration des détecteurs sera disponible sur l'ensemble de l'angle solide, et qu'elle sera affinée à l'aide des faisceaux de calibration non-exploités pour le moment.

7.2.3 Forme de la distribution de Z_{\max}

Dans le chapitre 6, nous avons montré que, dans les collisions centrales de $^{129}\text{Xe}+^{nat}\text{Sn}$ de $E = 25$ à 50 MeV/A, la distribution de Z_{\max} peut être décrite comme la somme d'une distribution Gaussienne et d'une distribution de Gumbel, dont le poids relatif évolue continûment avec l'énergie incidente. La comparaison qualitative de cette évolution avec différents modèles génériques d'agrégation semble montrer que la forme de la distribution de Z_{\max} reflète l'échelle de temps de formation des fragments, et donc, indirectement, la quantité d'expansion radiale.

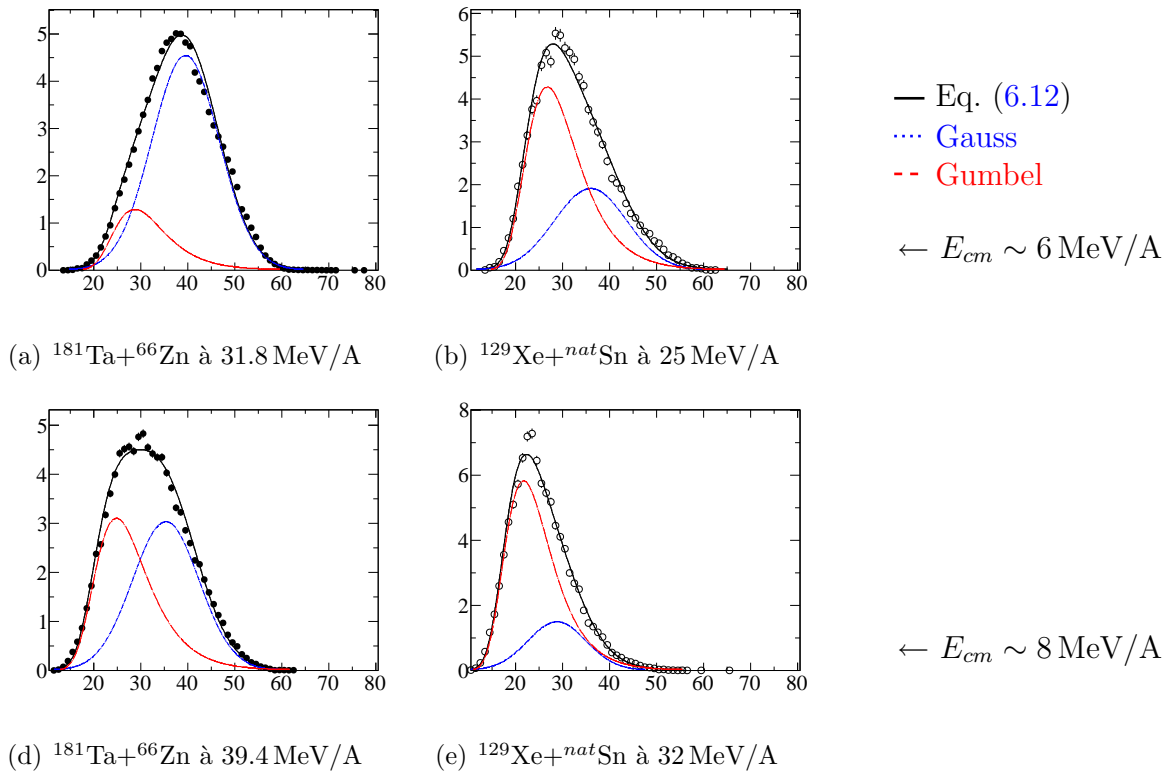


FIG. 7.10 – Distributions de charge du fragment le plus lourd (Z_{\max}).

La figure 7.10 présente les distributions de Z_{\max} obtenues avec les différents systèmes. Pour une voie d'entrée donnée, l'asymétrie de la distribution de Z_{\max} augmente avec l'énergie disponible. À E_{cm} fixée, la forme de la distribution dépend fortement de la voie d'entrée : elle est systématiquement plus asymétrique pour le système $^{129}\text{Xe}+^{nat}\text{Sn}$. L'équation (6.12) reproduit qualitativement la forme non-triviale des quatre distributions. Les valeurs de $R = 2\eta - 1$ correspondantes sont reportées dans le tableau 7.3. Elle sont systématiquement plus élevées dans le cas de la voie d'entrée asymétrique. Le comportement Gaussien (additif) y est donc dominant, ce qui indique que le temps de formation des fragments est plus long dans ce cas. Cette évolution de la forme de la distribution de Z_{\max} peut donc indiquer la présence d'une énergie d'expansion radiale plus importante dans les collisions centrales symétriques de $^{129}\text{Xe}+^{nat}\text{Sn}$.

Les différences entre les distributions de Z_{\max} pour les deux voies d'entrée sont néanmoins très importantes. Il serait étonnant que de telles différences soient uniquement dues à l'évolution, apparemment faible (Tab. 7.3), de l'énergie d'expansion radiale. La calibration des détecteurs n'ayant aucun effet sur la distribution de Z_{\max} , elle ne peut pas être accusée d'être responsable des différences observées sur la figure 7.10. Il est en revanche possible que le degré de *stopping* atteint dans les deux types de réaction ne soit pas le même. Rappelons qu'il s'agit ici d'une comparaison préliminaire, réalisée avant que la réduction des données ne soit totalement achevée. Une analyse plus poussée devra être réalisée lorsque la calibration des détecteurs sera disponible sur l'ensemble de l'angle solide, et qu'elle sera affinée à l'aide des faisceaux de calibration non-exploités pour le moment.

7.3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté une comparaison préliminaire entre les collisions centrales de $^{129}\text{Xe}+^{nat}\text{Sn}$ et de $^{181}\text{Ta}+^{66}\text{Zn}$. Nous avons montré que le nombre de particules légères émises, ainsi que la quantité de charge liée dans l'ensemble des fragments est uniquement déterminée par l'énergie d'excitation de la source de quasi-fusion. En revanche, la répartition de cette charge dans les différents fragments dépend de l'asymétrie de la voie d'entrée : un plus grand nombre de fragments, de plus petites tailles, est produit dans les collisions symétriques de $^{129}\text{Xe}+^{nat}\text{Sn}$. L'étude de l'énergie cinétique des fragments, et de leur vitesse relative normalisée, indique que l'énergie d'expansion radiale est légèrement plus importante pour les sources de quasi-fusion formées dans la réaction $^{129}\text{Xe}+^{nat}\text{Sn}$. Ces résultats préliminaires semblent donc confirmer l'influence de l'énergie d'expansion sur le degré de fragmentation des noyaux chauds, précédemment identifiée dans [139]. Les données de la réaction $^{181}\text{Ta}+^{66}\text{Zn}$ présentées dans ce chapitre proviennent de l'expérience e613, qui a été réalisée et dépouillée durant cette thèse.

Conclusion

Dans cette thèse, nous avons étudié différents aspects du processus de multifragmentation observé dans les collisions d’ions lourds aux énergies intermédiaires.

L’étude détaillée de la topologie de l’émission des particules légères, détectées en coïncidence avec deux fragments lourds dans les collisions centrales de $^{129}\text{Xe}+^{nat}\text{Sn}$ à $E = 12 \text{ MeV/A}$, nous a tout d’abord permis de montrer que, lors des premiers instants de la collision, un système nucléaire composite est formé assez longtemps pour émettre en moyenne une particule α . Cette information peut alors être utilisée pour extraire l’intervalle de temps séparant la formation du système et la formation des fragments, à l’aide d’un modèle dynamique traitant à la fois la fission et l’évaporation de particules légères [82].

Nous avons ensuite étudié le mécanisme de production de trois fragments lourds, observés dans les collisions centrales de $^{129}\text{Xe}+^{nat}\text{Sn}$ de $E = 8 \text{ MeV/A}$ à 25 MeV/A . Le mécanisme de désexcitation évolue continûment, de deux cassures successives bien séparées dans le temps, vers une fragmentation simultanée. L’intervalle de temps séparant les deux cassures a pu être estimé en utilisant les effets de proximité Coulombienne observés dans l’état final : lorsque l’énergie incidente augmente de 8 MeV/A à 20 MeV/A , cet intervalle de temps diminue de 900 fm/c à 100 fm/c . Le mécanisme de production des fragments devient ainsi compatible avec une fragmentation simultanée au-delà de $E^* = 4.0 \pm 0.5 \text{ MeV/A}$, ce qui a été interprété comme l’énergie requise pour le seuil de multifragmentation.

Pour aller plus loin dans la compréhension du mécanisme de formation des fragments, il faut maintenant comparer les échelles de temps extraites expérimentalement avec un modèle dynamique décrivant les deux cassures de manière consistante. Etant donné qu’il n’y a aucun modèle disponible dans cette gamme en énergie, nous avons entamé une collaboration avec K.Mazurek et P.Nadtochy afin de construire un modèle de fission séquentielle, incluant l’évaporation de particules légères.

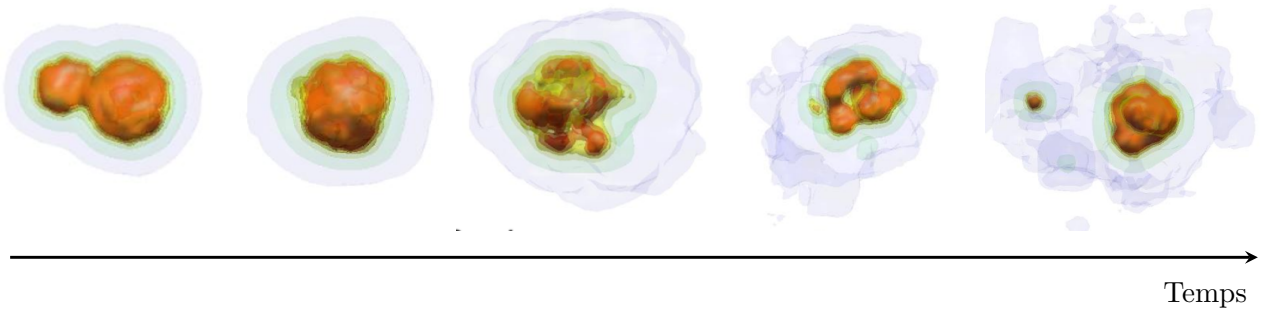


FIG. 7.11 – Evolution de la densité de matière au cours du temps pour un événement de multifragmentation “avortée”. Les illustrations sont issues d’un calcul de champ moyen stochastique (BLOB), dans la réaction $^{181}\text{Ta}+^{66}\text{Zn}$ à 40 MeV/A [149].

La deuxième partie a consisté à extraire des comportements génériques du processus de multifragmentation, dans le contexte des phénomènes critiques de transition de phase dans un système fini. La comparaison qualitative de l’évolution de la forme de la distribution de charge du fragment le plus lourd, produit dans les collisions centrales de $^{129}\text{Xe}+^{nat}\text{Sn}$ à $E = 25 - 50 \text{ MeV/A}$, avec différents modèles génériques d’agrégation, nous a permis de confirmer l’interprétation de la multifragmentation comme un processus d’agrégation dynamique. Les fortes similarités entre l’évolution de la forme de la distribution de Z_{max} dans les événements de multifragmentation et celle obtenue avec le modèle d’agrégation dynamique de Smoluchowski

suggère que le temps de formation des fragments, qui est déterminé par la quantité d'expansion radiale, joue un rôle déterminant sur le degré de fragmentation du système.

La comparaison préliminaire entre le degré de fragmentation de systèmes de tailles comparables, produits dans des collisions centrales symétriques ($^{129}\text{Xe}+^{nat}\text{Sn}$) et asymétriques ($^{181}\text{Ta}+^{66}\text{Zn}$), qui sont supposées emprunter différentes trajectoires dans le diagramme des phases, semble confirmer le lien entre l'expansion radiale et les propriétés des partitions de multifragmentation. Dans cette approche, la multifragmentation apparaît comme la clusterisation d'un système nucléaire fortement excité à basse densité.

A première vue, les résultats obtenus avec ces deux approches semblent contradictoires. Dans la première approche, le processus de multifragmentation apparaît comme le prolongement d'un phénomène de fragmentation, où les fragments proviennent de cassures successives d'un système. Dans la seconde approche, il se comporte comme un processus d'agrégation dynamique, où les fragments se forment par agrégation de clusters de plus petite taille, jusqu'au moment où le système explose sous l'effet de la répulsion Coulombienne. Or, ces deux mécanismes sont fondamentalement différents, et l'agrégation n'est en aucun cas le prolongement d'un phénomène de fragmentation.

Il faut noter que la seconde interprétation n'implique pas nécessairement la production copieuse de fragments. Si des proto-fragments se forment, mais que le système n'explore pas des régions de densité suffisamment faible pour que la répulsion Coulombienne fasse son travail, le processus d'agrégation se poursuit [139], et les proto-fragments s'agrègent à leur tour. Le processus d'agrégation est bien présent, mais la multifragmentation est alors avortée (voir Fig. 7.11). On peut donc observer un faible nombre de fragments en voie de sortie, qui vont ensuite subir une désexcitation statistique qui est essentiellement de nature séquentielle. Ces deux approches peuvent donc être réconciliées en considérant qu'il y a effectivement deux mécanismes qui cohabitent : un de processus d'agrégation, suivi d'une désexcitation séquentielle.

Annexe A

Calcul de l'angle de flot

Nous pouvons trouver les axes principaux caractérisant la forme d'un événement en diagonalisant le tenseur Q_{ij} défini par la relation (A.1). Ce tenseur est analogue au tenseur d'inertie utilisé en théorie du moment cinétique.

$$Q_{ij} = \sum_{\nu=1}^{M_{Z \geq 3}} \frac{p_{\nu}^i p_{\nu}^j}{\omega_{\nu}}, \quad (\text{A.1})$$

où,

- p_{ν}^i est la i ème composante de l'impulsion du ν ème fragment dans le centre de masse,
- $M_{Z \geq 3}$ est la multiplicité des particules ayant une charge supérieure ou égale à trois,
- $\omega_{\nu} = 2m_{\nu}$ est un poids qui permet de donner une signification physique au tenseur.

Dans ce travail, nous avons utilisé le tenseur en impulsion ($\omega_{\nu} = \|\vec{p}_{\nu}\|$). Il est important de

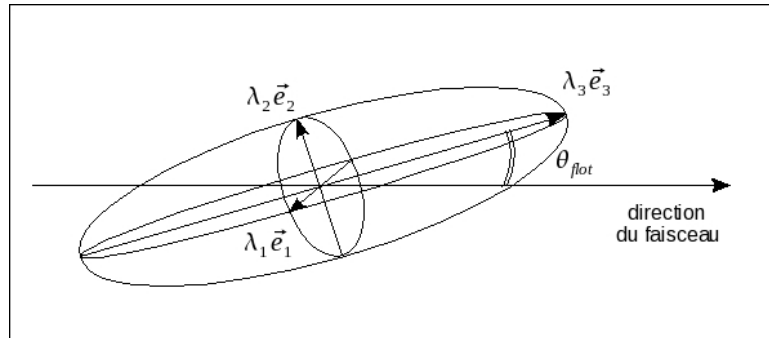


FIG. A.1 – Schéma de l'ellipsoïde caractéristique de la forme d'un événement calculé à partir du tenseur des impulsions.

noter que seuls les fragments ($Z \geq 3$) sont pris en compte dans la définition du tenseur. Rappelons également qu'il a été construit à partir des impulsions dans le référentiel du centre de masse théorique de la réaction. La diagonalisation donne trois vecteurs propres $\{\vec{e}_1, \vec{e}_2, \vec{e}_3\}$ et trois valeurs propres $\{\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3\}$ qui sont représentatives de la forme de l'événement dans l'espace des impulsions. L'ensemble $\{\vec{e}_i, \lambda_i\}$ peut être représenté comme une ellipsoïde caractéristique de l'événement, comme schématisé sur la figure A.1. Les valeurs propres sont normalisées, et ordonnées de la manière suivante : $\lambda_3 \geq \lambda_2 \geq \lambda_1$.

Le vecteur propre \vec{e}_3 est donc l'axe principal de l'ellipsoïde. Nous utiliserons ce vecteur comme axe caractéristique de l'orientation de l'événement. On associe à cette direction un angle de flot θ_{flot} défini par la relation (A.2).

$$\cos \theta_{flot} = \vec{e}_3 \cdot \vec{u}_z, \quad \vec{u}_z \text{ étant la direction du faisceau.} \quad (\text{A.2})$$

Pour un ensemble d'événements, la distribution $dN/d \cos \theta_{flot}$ reflète la mémoire de la voie d'entrée. Une distribution isotrope de θ_{flot} est obtenue quand les fragments sont émis par un système ayant perdu toute mémoire de la voie d'entrée. Plus la distribution est piquée vers de petites valeurs de θ_{flot} , plus la mémoire de la voie d'entrée est forte.

Annexe B

Incertitudes sur la mesure des angles et vitesses relatives

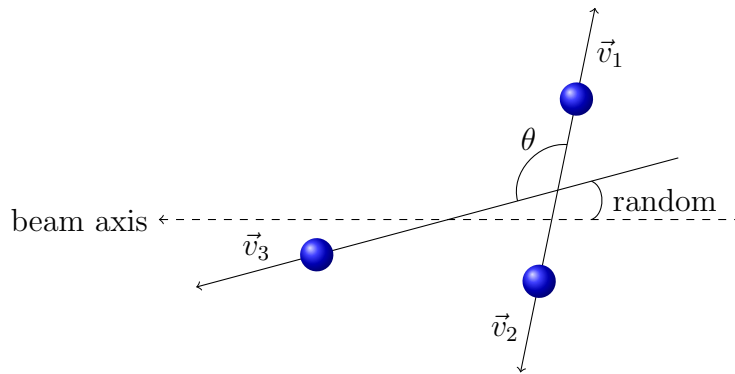
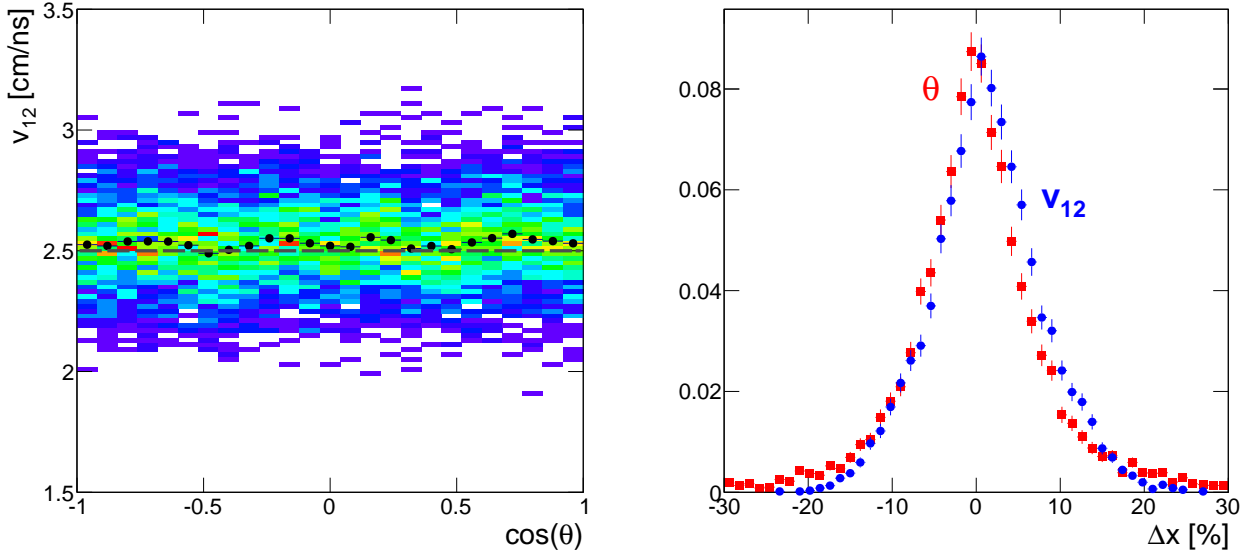


FIG. B.1 – Repère orienté aléatoirement par rapport à l'axe du faisceau.

Lors d'une analyse expérimentale on considère généralement des angles relatifs entre différents fragments (Fig.B.1), sans rapport avec l'axe du faisceau. L'angle θ est maintenant calculé par rapport à \vec{v}_3 . Pour simplifier, on prend trois fragments identiques : $Z = 30$ et $A = 66$. Les événements simulés correspondent à la figure B.1 avec $v_{12} \in [1 : 4, 5]$ cm/ns indépendante de θ . Pour chaque valeur de v_{12} , on génère 10^4 événements dans le référentiel du centre de masse avec θ isotrope. Les événements sont ensuite orientés aléatoirement de manière isotrope, boostés dans le référentiel du laboratoire, et finalement filtrés en utilisant un filtre basé sur la géométrie KaliVeda et qui tient compte des seuils de détection et d'identification..

La figure B.2(a) présente les corrélations cinématiques pour la réaction Xe+Sn@15MeV/A avec $v_{12} = 2.5$ cm/ns. Après le filtre, la forme des corrélations est globalement conservée. Malgré l'élargissement des distributions (Fig.B.2(b)), la mesure de la valeur moyenne de θ est plutôt fiable. On note en revanche une légère surestimation systématique de la vitesse relative.

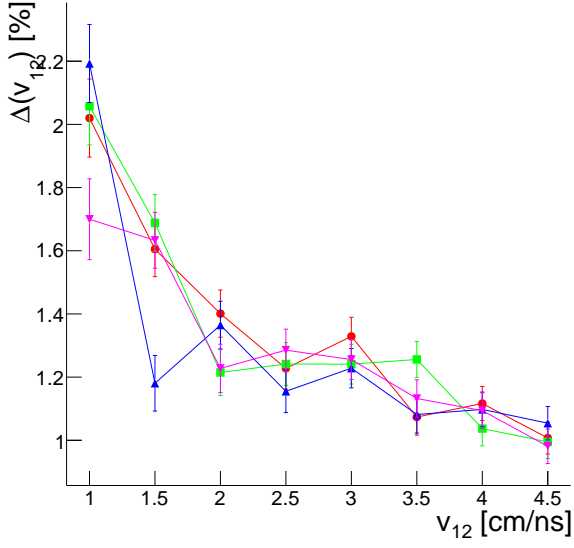
On généralise cette étude aux réactions Xe+Sn@12, 15, 18, et 20 MeV/A avec $v_{12} \in [1 : 4, 5]$. La figure B.3(a) présente l'évolution de l'erreur relative sur la mesure de la valeur moyenne de v_{12} . La surestimation systématique de la vitesse relative est présente pour toutes les énergies, et toutes les valeurs de v_{12} . Elle varie de 1% à 2% quelle que soit l'énergie du projectile.



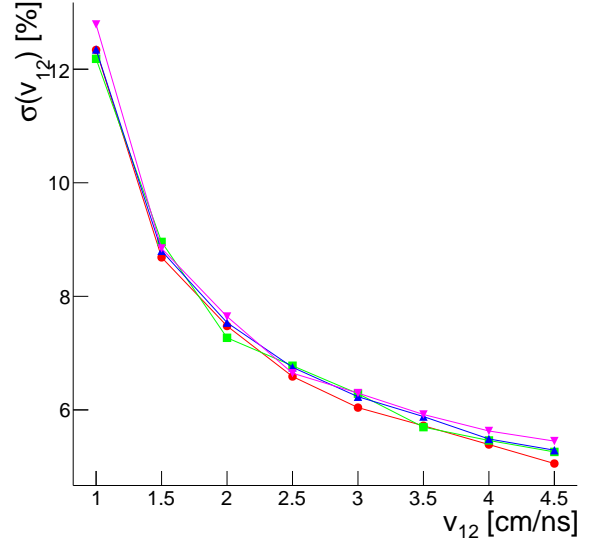
(a) Correlations entre la vitesse relative v_{12} et $\cos(\theta)$. (b) Ecart relatif entre la valeur avant et après le filtre. La ligne discontinue représente la valeur avant le filtre. pour : (rouge) l'angle θ et (bleu) la vitesse relative v_{12} .

FIG. B.2 – Illustration de l'effet d'INDRA sur la mesure de l'angle θ et de la vitesse relative v_{12} pour le système Xe+Sn@15MeV/A avec $v_{12} = 2.5\text{cm/ns}$. Les 10^4 événements simulés correspondent au schéma de la figure B.1.

L'élargissement de la distribution de v_{12} due au filtre (Fig.B.3(b)) varie quand à elle de 5% à 13%. L'erreur systematique sur la mesure de la valeur moyenne de θ est négligeable, quels que soient les paramètres d'entrée (Fig.B.4(a)). L'élargissement de la distribution de θ (Fig.B.4(b)) est de l'ordre de 10%.

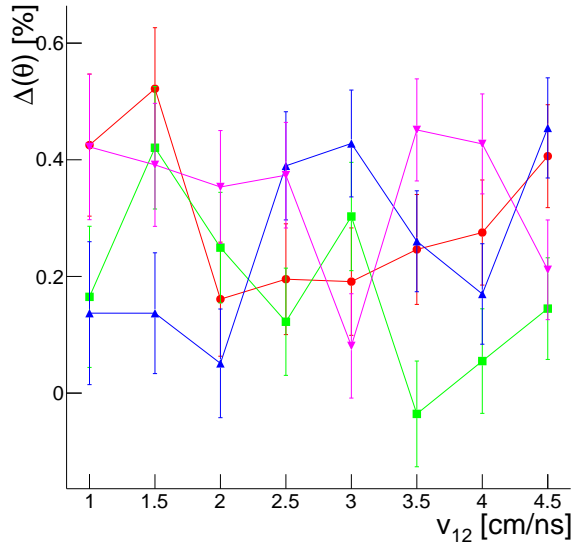


(a) Erreur systématique sur la mesure de la valeur moyenne de v_{12}

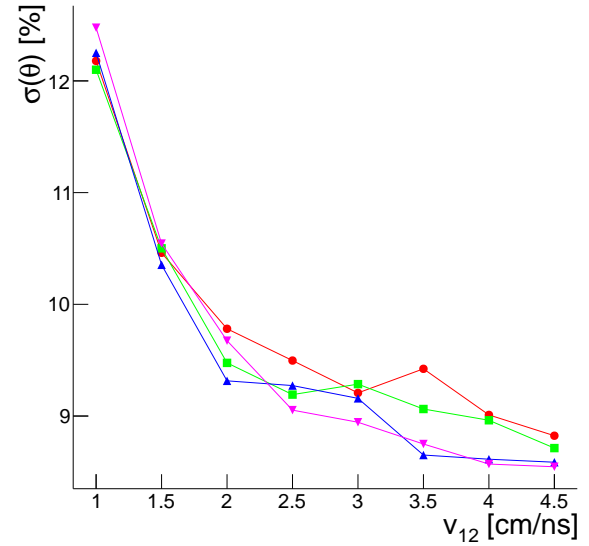


(b) Ecart type de la distribution de l'erreur sur la mesure de v_{12}

FIG. B.3 – Mesure de la vitesse relative v_{12} pour la réaction Xe+Sn à : (rouge) 12 MeV/A, (vert) 15 MeV/A, (bleu) 18 MeV/A, (magenta) 20 MeV/A. Les 10^4 événements simulés correspondent au schéma de la figure B.1.



(a) Erreur systématique sur la mesure de la valeur moyenne de θ



(b) Ecart type de la distribution de l'erreur sur la mesure de v_{12}

FIG. B.4 – Mesure de l'angle θ pour la réaction Xe+Sn à : (rouge) 12 MeV/A, (vert) 15 MeV/A, (bleu) 18 MeV/A, (magenta) 20 MeV/A. Les 10^4 événements simulés correspondent au schéma de la figure B.1.

Bibliographie

- [1] Z. H. Li, U. Lombardo, H.-J. Schulze, W. Zuo, L. W. Chen, and H. R. Ma. Nuclear matter saturation point and symmetry energy with modern nucleon-nucleon potentials. *Phys. Rev. C*, 74 :047304, Oct 2006.
- [2] M. Bender, W. Nazarewicz, and P.-G. Reinhard. Shell stabilization of super- and hyper-heavy nuclei without magic gaps. *Physics Letters B*, 515(120132) :42 – 48, 2001.
- [3] T. Baumann, A. M. Amthor, D. Bazin, B. A. Brown, Folden, A. Gade, T. N. Ginter, M. Hausmann, M. Matos, D. J. Morrissey, M. Portillo, A. Schiller, B. M. Sherrill, A. Stolz, O. B. Tarasov, and M. Thoennessen. Discovery of 40Mg and 42Al suggests neutron drip-line slant towards heavier isotopes. *Nature*, 449(7165) :1022–1024, October 2007.
- [4] E. Bonnet, M. Colonna, A. Chbihi, J. D. Frankland, D. Gruyer, and J. P. Wieleczko. Investigation of collective radial expansion and stopping in heavy ion collisions at fermi energies. *Phys. Rev. C*, 89 :034608, Mar 2014.
- [5] M. Colonna, A. Ono, and J. Rizzo. Fragmentation paths in dynamical models. *Phys. Rev. C*, 82 :054613, Nov 2010.
- [6] D. J. Hinde, D. Hilscher, H. Rossner, B. Gebauer, M. Lehmann, and M. Wilpert. Neutron emission as a probe of fusion-fission and quasifission dynamics. *Phys. Rev. C*, 45 :1229–1259, Mar 1992.
- [7] Th. Keutgen, J. Cabrera, Y. El Masri, Ch. Dufauquez, V. Roberfroid, I. Tilquin, A. Ninane, J. Van Mol, R. Régimbart, R. J. Charity, J. B. Natowitz, K. Hagel, R. Wada, and D. J. Hinde. Properties of neutron emission in fission processes induced by $^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb}$ and $^{20}\text{Ne} + ^{169}\text{Tm}$ reactions between $e = 8$ and 16MeV/nucleon. *Phys. Rev. C*, 70 :014611, Jul 2004.
- [8] K. Ramachandran, A. Chatterjee, A. Navin, K. Mahata, A. Shrivastava, V. Tripathi, S. Kailas, V. Nanal, R. G. Pillay, A. Saxena, R. G. Thomas, Suresh Kumar, and P. K. Sahu. Fission time scale from prescission neutron, proton, and α particle multiplicities in $^{28}\text{Si} + ^{175}\text{Lu}$. *Phys. Rev. C*, 73 :064609, Jun 2006.
- [9] J. Cabrera, Th. Keutgen, Y. El Masri, Ch. Dufauquez, V. Roberfroid, I. Tilquin, J. Van Mol, R. Régimbart, R. J. Charity, J. B. Natowitz, K. Hagel, R. Wada, and D. J. Hinde. Fusion-fission and fusion-evaporation processes in $^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb}$ and $^{20}\text{Ne} + ^{169}\text{Tm}$ interactions between $e/a = 8$ and 16 mev. *Phys. Rev. C*, 68 :034613, Sep 2003.

- [10] Y. K. Gupta, D. C. Biswas, R. K. Choudhury, A. Saxena, B. K. Nayak, Bency John, K. Ramachandran, R. G. Thomas, L. S. Danu, B. N. Joshi, K. Mahata, S. K. Pandit, and A. Chatterjee. Systematics of pre- and near-scission α -particle multiplicities in heavy-ion-induced fusion-fission reactions. *Phys. Rev. C*, 84 :031603, Sep 2011.
- [11] B. Borderie and M.-F. Rivet. Nuclear multifragmentation and phase transition for hot nuclei. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 61(2) :551 – 601, 2008.
- [12] V. E. Viola, K. Kwiatkowski, L. Beaulieu, D. S. Bracken, H. Breuer, J. Brzychczyk, R. T. de Souza, D. S. Ginger, W-C. Hsi, R. G. Korteling, T. Lefort, W. G. Lynch, K. B. Morley, R. Legrain, L. Pienkowski, E. C. Pollacco, E. Renshaw, A. Ruangma, M. B. Tsang, C. Volant, G. Wang, S. J. Yennello, and N. R. Yoder. Light-ion-induced multifragmentation : The isis project. *Phys. Rep.*, 434 :1–46, 2006.
- [13] L. Beaulieu, T. Lefort, K. Kwiatkowski, R. T. de Souza, Hsi, L. Pienkowski, B. Back, D. S. Bracken, H. Breuer, E. Cornell, F. Gimeno Nogues, D. S. Ginger, S. Gushue, R. G. Korteling, R. Laforest, E. Martin, K. B. Morley, E. Ramakrishnan, L. P. Remsberg, D. Rowland, A. Ruangma, V. E. Viola, G. Wang, E. Winchester, and S. J. Yennello. Signals for a Transition from Surface to Bulk Emission in Thermal Multifragmentation. *Physical Review Letters*, 84 :5971–5974, June 2000.
- [14] J. B. Natowitz, R. Wada, K. Hagel, T. Keutgen, M. Murray, A. Makeev, L. Qin, P. Smith, and C. Hamilton. Caloric curves and critical behavior in nuclei. *Phys. Rev. C*, 65 :034618, Mar 2002.
- [15] D. H. E. Gross. Statistical decay of very hot nuclei-the production of large clusters. *Rep. Prog. Phys.*, 53(5) :605, May 1990.
- [16] C. Grégoire, B. Remaud, F. Sébille, L. Vinet, and Y. Raffray. Semi-classical dynamics of heavy-ion reactions. *Nucl. Phys. A*, 465 :317, 1987.
- [17] A. S. Hirsch, A. Bujak, J. E. Finn, L. J. Gutay, R. W. Minich, N. T. Porile, R. P. Scharenberg, B. C. Stringfellow, and F. Turkot. Experimental results from high energy proton-nucleus interactions, critical phenomena, and the thermal liquid drop model of fragment production. *Phys. Rev. C*, 29 :508–525, 1984.
- [18] M. D’Agostino, F. Gulminelli, Ph. Chomaz, M. Bruno, F. Cannata, R. Bougault, F. Gramagna, I. Iori, N. Le Neindre, G. V. Margagliotti, A. Moroni, and G. Vannini. Negative heat capacity in the critical region of nuclear fragmentation : an experimental evidence of the liquid-gas phase transition. *Phys. Lett. B*, 473 :219, 2000.
- [19] P.-B. Gossiaux and J. Aichelin. Importance of initial-final state correlations for the formation of fragments in heavy ion collisions. *Phys. Rev. C*, 56 :2109–2131, Oct 1997.
- [20] F. Gulminelli and P. Chomaz. Critical behavior in the coexistence region of finite systems. *Phys. Rev. Lett.*, 82 :1402–1405, 1999.
- [21] R. P. Scharenberg, B. K. Srivastava, S. Albergo, F. Bieser, F. P. Brady, Z. Caccia, D. A. Cebra, A. D. Chacon, J. L. Chance, Y. Choi, S. Costa, J. B. Elliott, M. L. Gilkes, J. A.

- Hauger, A. S. Hirsch, E. L. Hjort, A. Insolia, M. Justice, D. Keane, J. C. Kintner, V. Lindenstruth, M. A. Lisa, H. S. Matis, M. McMahan, C. McParland, W. F. J. Müller, D. L. Olson, M. D. Partlan, N. T. Porile, R. Potenza, G. Rai, J. Rasmussen, H. G. Ritter, J. Romanski, J. L. Romero, G. V. Russo, H. Sann, A. Scott, Y. Shao, T. J. M. Symons, M. Tincknell, C. Tuvé, S. Wang, P. Warren, H. H. Wieman, T. Wienold, and K. Wolf. Comparison of 1a gev $^{197}\text{Au}+\text{C}$ data with thermodynamics : The nature of the phase transition in nuclear multifragmentation. *Phys. Rev. C*, 64 :054602, 2001.
- [22] R. Botet and M. Płoszajczak. *Universal Fluctuations - The Phenomenology of Hadronic Matter*. World Scientific Lecture Notes in Physics, 2002.
- [23] Robert Botet and Marek Ploszajczak. Universal features of the order-parameter fluctuations : Reversible and irreversible aggregation. *Phys. Rev. E*, 62 :1825–1841, August 2000.
- [24] R. Botet, M. Płoszajczak, A. Chbihi, B. Borderie, D. Durand, and J. Frankland. Universal fluctuations in heavy-ion collisions in the fermi energy domain. *Phys. Rev. Lett.*, 86 :3514–3517, Apr 2001.
- [25] E. Bonnet, D. Mercier, B. Borderie, F. Gulminelli, M. Rivet, B. Tamain, R. Bougault, A. Chbihi, R. Dayras, J. Frankland, E. Galichet, F. Gagnon-Moisan, D. Guinet, P. Lautesse, J. Lukasik, N. Le Neindre, M. Pârlog, E. Rosato, R. Roy, M. Vigilante, J. Wieleczko, and B. Zwieglinski. Bimodal behavior of the heaviest fragment distribution in projectile fragmentation. *Phys. Rev. Lett.*, 103(7) :072701, August 2009.
- [26] J. D. Frankland, A. Chbihi, A. Mignon, M. L. Begemann Blaich, R. Bittiger, B. Borderie, R. Bougault, J. L. Charvet, D. Cussol, R. Dayras, D. Durand, C. Escano Rodriguez, E. Galichet, D. Guinet, P. Lautesse, A. Le Fèvre, R. Legrain, N. Le Neindre, O. Lopez, J. Lukasik, U. Lynen, L. Manduci, J. Marie, W. F. J. Müller, L. Nalpas, H. Orth, M. Pârlog, M. Pichon, M. F. Rivet, E. Rosato, R. Roy, A. Saija, C. Schwarz, C. Sienti, B. Tamain, W. Trautmann, A. Trzcinski, K. Turzó, A. Van Lauwe, E. Vient, M. Vigilante, C. Volant, J. P. Wieleczko, and B. Zwieglinski. Model-independent tracking of criticality signals in nuclear multifragmentation data. *Phys. Rev. C*, 71 :034607, March 2005.
- [27] R. Botet. Where are the correlations hidden in the distribution of the largest fragment ? *Proceedings of Science*, PoS :007, WPCF2011.
- [28] J. Pouthas, B. Borderie, R. Dayras, E. Plagnol, M.F. Rivet, F. Saint-Laurent, J.C. Steckmeyer, G. Auger, C.O. Bacri, S. Barbey, A. Barbier, A. Benkirane, J. Benlliure, B. Berthier, E. Bougamont, P. Bourgault, P. Box, R. Bzyl, B. Cahan, Y. Cassagnou, D. Charlet, J.L. Charvet, A. Chbihi, T. Clerc, N. Copinet, D. Cussol, M. Engrand, J.M. Gautier, Y. Huguet, O. Jouniaux, J.L. Laville, P. Le Botlan, A. Leconte, R. Legrain, P. Lelong, M. Le Guay, L. Martina, C. Mazur, P. Mosrin, L. Olivier, J.P. Passerieux, S. Pierre, B. Piquet, E. Plaige, E.C. Pollacco, B. Raine, A. Richard, J. Ropert, C. Spitaels, L. Stab, D. Sznajderman, L. Tassan-got, J. Tillier, M. Tripon, P. Vallerand, C. Volant, P. Volkov, J.P. Wieleczko, and G. Wittwer. Indra, a 4π charged product detection array at ganil. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A*, 357 :418 – 442, 1995.

- [29] J. Pouthas, A. Bertaut, B. Borderie, P. Bourgault, B. Cahan, G. Carles, D. Charlet, D. Cussol, R. Dayras, M. Engrand, O. Jouniaux, P. Le Botlan, A. Leconte, P. Lelong, L. Martina, P. Mosrin, L. Olivier, J.P. Passerieux, B. Piquet, E. Plagnol, E. Plaige, B. Raine, A. Richard, F. Saint-Laurent, C. Spitaels, J. Tillier, M. Tripon, P. Vallerand, P. Volkov, and G. Wittwer. The electronics of the indra 4π detection array. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 369(1) :222 – 247, 1996.
- [30] Collaboration INDRA. indra.in2p3.fr/spip/spip.php?rubrique51.
- [31] Collaboration INDRA. indra.in2p3.fr/multifrag/expe/expe.html.
- [32] R. Bougault, G. Poggi, S. Barlini, B. Borderie, G. Casini, A. Chbihi, N. Le Neindre, M. Pârlog, G. Pasquali, S. Piantelli, Z. Sosin, G. Ademard, R. Alba, A. Anastasio, S. Barbey, L. Bardelli, M. Bini, A. Boiano, M. Boisjoli, E. Bonnet, R. Borcea, B. Bougard, G. Brulin, M. Bruno, S. Carboni, C. Cassese, F. Cassese, M. Cinausero, L. Ciolacu, I. Cruceru, M. Cruceru, B. D2019Aquino, B. De Fazio, M. Degerlier, P. Desrues, P. Di Meo, J.A. Dueñas, P. Edelbruck, S. Energico, M. Falorsi, J.D. Frankland, E. Galichet, K. Gasion, F. Gramegna, R. Giordano, D. Gruyer, A. Grzeszczuk, M. Guerzoni, H. Hamrita, C. Huss, M. Kajetanowicz, K. Korcyl, A. Kordyasz, T. Kozik, P. Kulig, L. Lavergne, E. Legouée, O. Lopez, J. 0141ukasik, C. Maiolino, T. Marchi, P. Marini, I. Martel, V. Masone, A. Meoli, Y. Merrer, L. Morelli, F. Negoita, A. Olmi, A. Ordine, G. Paduano, C. Pain, M. Pa0142ka, G. Passeggio, G. Pastore, P. Paw0142owski, M. Petcu, H. Petrascu, E. Piascki, G. Pontoriere, E. Raully, M.F. Rivet, R. Rocco, E. Rosato, L. Roscilli, E. Scarlini, F. Salomon, D. Santonocito, V. Seredov, S. Serra, D. Sierpowski, G. Spadaccini, C. Spitaels, A.A. Stefanini, G. Tobia, G. Tortone, T. Twaróg, S. Valdré, A. Vanzanella, E. Vanzanella, E. Vient, M. Vigilante, G. Vitiello, E. Wanlin, A. Wieloch, and W. Zipper. The fazia project in europe : R&d phase. *The European Physical Journal A*, 50(2), 2014.
- [33] S. Carboni, S. Barlini, L. Bardelli, N. Le Neindre, M. Bini, B. Borderie, R. Bougault, G. Casini, P. Edelbruck, A. Olmi, G. Pasquali, G. Poggi, M.F. Rivet, A.A. Stefanini, G. Baiocco, R. Berjillos, E. Bonnet, M. Bruno, A. Chbihi, I. Cruceru, M. Degerlier, J.A. Dueñas, E. Galichet, F. Gramegna, A. Kordyasz, T. Kozik, V.L. Kravchuk, O. Lopez, T. Marchi, I. Martel, L. Morelli, M. Parlog, H. Petrascu, E. Rosato, V. Seredov, E. Vient, M. Vigilante, R. Alba, D. Santonocito, and C. Maiolino. Particle identification using the technique and pulse shape discrimination with the silicon detectors of the {FAZIA} project. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 664(1) :251 – 263, 2012.
- [34] Y. Merrer. indra.in2p3.fr/spip/IMG/pdf/pr_fazia_2011_10_18_orsay_meeting.pdf.
- [35] J.D. Frankland, E. Bonnet, D. Gruyer, and G. Ademard. launchpad.net/fazia-gui.
- [36] S. Barlini, R. Bougault, Ph. Laborie, O. Lopez, D. Mercier, M. Parlog, B. Tamain, E. Vient, E. Chevallier, A. Chbihi, B. Jacquot, and V.L. Kravchuk. New digital techniques applied to a and z identification using pulse shape discrimination of silicon detector current signals. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 600(3) :644 – 650, 2009.

- [37] M. Pârlog, H. Hamrita, and B. Borderie. Description of current pulses induced by heavy ions in silicon detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 613(2) :290 – 294, 2010.
- [38] H. Hamrita, M. Pârlog, B. Borderie, L. Lavergne, N. Le Neindre, M.F. Rivet, S. Barbey, R. Bougault, M. Chabot, A. Chbihi, D. Cussol, F. de Oliveira Santos, P. Edelbruck, J.D. Frankland, E. Galichet, D. Guinet, Ph. Lautesse, O. Lopez, G. Martinet, N.A. Orr, S. Piantelli, J. Tillier, G. Politi, E. Raully, E. Rosato, B. Tamain, E. Vient, and M. Vigilante. Description of current pulses induced by heavy ions in silicon detectors (ii). *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 642(1) :59 – 64, 2011.
- [39] L. Bardelli, M. Bini, G. Casini, P. Edelbruck, G. Pasquali, G. Poggi, S. Barlini, R. Berjillos, B. Borderie, R. Bougault, M. Bruno, S. Carboni, A. Chbihi, M. D’Agostino, J.A. Dueñas, J.M. Gautier, F. Gramegna, C. Huss, A.J. Kordyasz, T. Kozik, V.L. Kravchuk, N. Le Neindre, O. Lopez, I. Martel, L. Morelli, A. Ordine, M.F. Rivet, E. Rosato, E. Scarlini, G. Spadaccini, G. Tobia, M. Vigilante, and E. Wanlin. Progresses in the pulse shape identification with silicon detectors within the {FAZIA} collaboration. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 654(1) :272 – 278, 2011.
- [40] A Data Analysis Framework ROOT. root.cern.ch/drupal.
- [41] KaliVeda Data Analysis Framework. indra.in2p3.fr/KaliVedaDoc/.
- [42] F. S. Goulding, D. A. Landis, J. Cerny, and R. H. Pehl. A new particle identifier technique for $Z = 1$ and $Z = 2$ particles in the energy range $i, 10$ MeV. *Nuclear Instruments and Methods*, 31(1) :1–12, December 1964.
- [43] G. W. Butler, A. M. Poskanzer, and D. A. Landis. Identification of nuclear fragments by a combined time-of-flight, $\check{0}394E-E$ technique. *Nuclear Instruments and Methods*, 89 :189–198, December 1970.
- [44] L. Tassan-Got. A new functional for charge and mass identification in $\Delta E-E$ telescopes. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 194(4) :503–512, October 2002.
- [45] J. Dudouet, D. Juliani, M. Labalme, J. C. Angélique, B. Braunn, J. Colin, D. Cussol, Ch Finck, J. M. Fontbonne, H. Guérin, P. Henriquet, J. Krimmer, M. Rousseau, and M. G. Saint-Laurent. Comparison of two analysis methods for nuclear reaction measurements of $^{12}C + ^{12}C$ interactions at 95MeV/u for hadron therapy. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 715 :98–104, July 2013.
- [46] M. Stanley Livingston and H. A. Bethe. Nuclear physics c. nuclear dynamics, experimental. *Rev. Mod. Phys.*, 9 :245–390, Jul 1937.

- [47] A. Benkirane, G. Auger, D. Bloyet, A. Chbihi, and E. Plagnol. A contextual image segmentation system using a priori information for automatic data classification in nuclear physics. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 355(2-3) :559–574, February 1995.
- [48] L. Morelli, M. Bruno, G. Baiocco, L. Bardelli, S. Barlini, M. Bini, G. Casini, M. D’Agostino, M. Degerlier, F. Gramegna, V. L. Kravchuk, T. Marchi, G. Pasquali, and G. Poggi. Automatic procedure for mass and charge identification of light isotopes detected in CsI(Tl) of the GARFIELD apparatus. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 620(2-3) :305–313, August 2010.
- [49] Miroslav Morháč and Martin Veselský. Identification of isotope lines in two-dimensional spectra of nuclear multifragmentation. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 592(3) :434 – 450, 2008.
- [50] Miroslav Morháč, Ján Kliman, Vladislav Matoušek, Martin Veselský, and Ivan Turzo. Efficient one- and two-dimensional gold deconvolution and its application to γ -ray spectra decomposition. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 401(2-3) :385–408, 1997.
- [51] M. Pârlog, B. Borderie, M.F. Rivet, G. Tăbăcaru, A. Chbihi, M. Elouardi, N. Le Neindre, O. Lopez, E. Plagnol, L. Tassan-Got, G. Auger, Ch.O. Bacri, N. Bellaize, F. Bocage, R. Bougault, B. Bouriquet, R. Brou, P. Buchet, J.L. Charvet, J. Colin, D. Cussol, R. Dayras, A. Demeyer, D. Doré, D. Durand, J.D. Frankland, E. Galichet, E. Genouin-Duhamel, E. Gerlic, S. Hudan, D. Guinet, P. Lautesse, F. Lavaud, J.L. Laville, J.F. Lecolley, C. Leduc, R. Legrain, M. Louvel, A.M. Maskay, L. Nalpas, J. Normand, J. Péter, E. Rosato, F. Saint-Laurent, J.C. Steckmeyer, B. Tamain, O. Tirel, E. Vient, C. Volant, and J.P. Wieleczko. Response of csi(tl) scintillators over a large range in energy and atomic number of ions. part ii : calibration and identification in the {INDRA} array. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 482(3) :693 – 706, 2002.
- [52] G. Scamps. private communication, 2014.
- [53] R. J. Charity, R. Freifelder, A. Gobbi, N. Herrmann, K. D. Hildenbrand, F. Rami, H. Stelzer, J. P. Wessels, G. Casini, P. R. Maurenzig, A. Olmi, A. A. Stefanini, J. Galin, D. Guerreau, U. Jahnke, A. Péghaire, J. C. Adloff, B. Bilwes, R. Bilwes, G. Rudolf, M. Petrovici, M. Gnirs, and D. Pelte. Results on two-, three-, and four-body events from the $^{100}\text{Mo}+^{100}\text{Mo}$ and $^{120}\text{Sn}+^{120}\text{Sn}$ collisions around $E/A=20$ MeV. *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*, 341(1) :53–73, 1991.
- [54] G. Casini, P. G. Bizzeti, P. R. Maurenzig, A. Olmi, A. A. Stefanini, J. P. Wessels, R. J. Charity, R. Freifelder, A. Gobbi, N. Herrmann, K. D. Hildenbrand, and H. Stelzer. Fission time scales from anisotropic in-plane distributions in $^{100}\text{Mo}+^{100}\text{Mo}$ and $^{120}\text{Sn}+^{120}\text{Sn}$ collisions around 20 A mev. *Physical Review Letters*, 71 :2567–2570, October 1993.

- [55] J. Wilczyński, I. Skwira-Chalot, K. Siwek-Wilczyńska, A. Pagano, F. Amorini, A. Anzalone, L. Auditore, V. Baran, J. Brzychczyk, G. Cardella, S. Cavallaro, M. B. Chatterjee, M. Colonna, E. De Filippo, M. Di Toro, W. Gawlikowicz, E. Geraci, A. Grzeszczuk, P. Guazzoni, S. Kowalski, E. La Guidara, G. Lanzalone, J. Łukasik, C. Maiolino, Z. Majka, N. G. Nicolis, M. Papa, E. Piasecki, S. Pirrone, R. Planeta, G. Politi, F. Porto, F. Rizzo, P. Russotto, K. Schmidt, A. Sochocka, Ł. Świdorski, A. Trifirò, M. Trimarchi, J. P. Wieleczko, L. Zetta, and W. Zipper. Observation of fast collinear partitioning of the $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ system into three and four fragments of comparable size. *Physical Review C*, 81 :024605, Feb 2010.
- [56] A Chbihi, L Manduci, J Moisan, E Bonnet, J D Frankland, R Roy, and G Verde. Evolution of the decay mechanisms in central collisions of $\text{xe} + \text{sn}$ from $e/a = 8$ to 29 mev. *Journal of Physics : Conference Series*, 420(0) :012099, 2013.
- [57] A. A. Stefanini, G. Casini, P. R. Maurenzig, A. Olmi, R. J. Charity, R. Freifelder, A. Gobbi, N. Herrmann, K. D. Hildenbrand, M. Petrovici, F. Rami, H. Stelzer, J. P. Wessels, M. Gnirs, D. Pelte, J. Galin, D. Guerreau, U. Jahnke, A. Péghaire, J. C. Adloff, B. Bilwes, R. Bilwes, and G. Rudolf. Analysis of the sequential fission observed in collisions of $^{100}\text{Mo} + ^{100}\text{Mo}$ and $^{120}\text{Sn} + ^{120}\text{Sn}$ around 20 A·MeV. *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*, 351(2) :167–186, 1995.
- [58] E. De Filippo, A. Pagano, J. Wilczyński, F. Amorini, A. Anzalone, L. Auditore, V. Baran, I. Berceanu, J. Blicharska, J. Brzychczyk, A. Bonasera, B. Borderie, R. Bougault, M. Bruno, G. Cardella, S. Cavallaro, M. B. Chatterjee, A. Chbihi, J. Cibor, M. Colonna, M. D’Agostino, R. Dayras, M. Di Toro, J. Frankland, E. Galichet, W. Gawlikowicz, E. Geraci, F. Giustolisi, A. Grzeszczuk, P. Guazzoni, D. Guinet, M. Iacono Manno, S. Kowalski, E. La Guidara, G. Lanzanò, G. Lanzalone, N. Le Neindre, S. Li, C. Maiolino, Z. Majka, M. Papa, M. Petrovici, E. Piasecki, S. Pirrone, R. Planeta, G. Politi, A. Pop, F. Porto, M. F. Rivet, E. Rosato, F. Rizzo, S. Russo, P. Russotto, M. Sassi, K. Schmidt, K. Siwek Wilczyńska, I. Skwira, M. L. Sperduto, L. A. Trifirò, M. Trimarchi, G. Vannini, M. Vigilante, J. P. Wieleczko, H. Wu, Z. Xiao, L. Zetta, and W. Zipper. Time sequence and time scale of intermediate mass fragment emission. *Physical Review C*, 71 :044602, April 2005.
- [59] A. B. McIntosh, S. Hudan, J. Black, D. Mercier, C. J. Metelko, R. Yanez, R. T. de Souza, A. Chbihi, M. Famiano, M. O. Frégeau, J. Gauthier, J. Moisan, R. Roy, S. Bianchin, C. Schwarz, and W. Trautmann. Short-lived binary splits of an excited projectile-like fragment induced by transient deformation. *Physical Review C*, 81 :034603, March 2010.
- [60] S. Hudan, A. B. McIntosh, R. T. de Souza, S. Bianchin, J. Black, A. Chbihi, M. Famiano, M. O. Frégeau, J. Gauthier, D. Mercier, J. Moisan, C. J. Metelko, R. Roy, C. Schwarz, W. Trautmann, and R. Yanez. Tracking saddle-to-scission dynamics using N/Z in projectile breakup reactions. *Physical Review C*, 86 :021603, August 2012.
- [61] K. Brown, S. Hudan, R. T. deSouza, J. Gauthier, R. Roy, D. V. Shetty, G. A. Souliotis, and S. J. Yennello. Timescale for equilibration of n/z gradients in dinuclear systems. *Physical Review C*, 87 :061601, Jun 2013.

- [62] E. De Filippo, A. Pagano, P. Russotto, F. Amorini, A. Anzalone, L. Auditore, V. Baran, I. Berceanu, B. Borderie, R. Bougault, M. Bruno, T. Cap, G. Cardella, S. Cavallaro, M. B. Chatterjee, A. Chbihi, M. Colonna, M. D'Agostino, R. Dayras, M. Di Toro, J. Frankland, E. Galichet, W. Gawlikowicz, E. Geraci, A. Grzeszczuk, P. Guazzoni, S. Kowalski, E. La Guidara, G. Lanzalone, G. Lanzanò, N. Le Neindre, I. Lombardo, C. Maiolino, M. Papa, E. Piasecki, S. Pirrone, R. Planeta, G. Politi, A. Pop, F. Porto, M.-F. Rivet, F. Rizzo, E. Rosato, K. Schmidt, K. Siwek Wilczyńska, I. Skwira Chalot, A. Trifirò, M. Trimarchi, G. Verde, M. Vigilante, J. P. Wieleczko, J. Wilczyński, L. Zetta, and W. Zipper. Correlations between emission timescale of fragments and isospin dynamics in $^{124}\text{sn}+^{64}\text{ni}$ and $^{112}\text{sn}+^{58}\text{ni}$ reactions at 35a mev. *Physical Review C*, 86 :014610, July 2012.
- [63] Dominique Durand. Physics from collisions below 200 MeV/u. *Nuclear Physics A*, 630(1-2) :52–66, February 1998.
- [64] G. Verde, A. Chbihi, R. Ghetti, and J. Helgesson. Correlations and characterization of emitting sources. *The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei*, 30(1) :81–108, 2006.
- [65] G. Tăbăcaru, M.-F. Rivet, B. Borderie, M. Pârlog, B. Bouriquet, A. Chbihi, J.D. Frankland, J.P. Wieleczko, E. Bonnet, R. Bougault, R. Dayras, E. Galichet, D. Guinet, P. Lattes, N. Le Neindre, O. Lopez, L. Manduci, L. Nalpas, P. Pawłowski, E. Rosato, R. Roy, S. Salou, B. Tamain, E. Vient, M. Vigilante, and C. Volant. Multifragmentation of very heavy nuclear systems (iii) : Fragment velocity correlations and event topology at freeze-out. *Nuclear Physics A*, 764(0) :371 – 386, 2006.
- [66] Zbigniew Chajecki and Mike Lisa. Global conservation laws and femtoscopy of small systems. *Physical Review C*, 78 :064903, Dec 2008.
- [67] B. Kämpfer, R. Kotte, J. Mösner, W. Neubert, D. Wohlfarth, J. P. Alard, Z. Basrak, N. Bastid, I. M. Belayev, T. Blaich, A. Buta, R. Caplar, C. Cerruti, N. Cindro, J. P. Coffin, P. Dupieux, J. Erö, Z. G. Fan, P. Fintz, Z. Fodor, R. Freifelder, L. Frayssse, S. Frolov, A. Gobbi, Y. Grigorian, G. Guillaume, N. Herrmann, K. D. Hildenbrand, S. Hölbling, O. Houari, S. C. Jeong, M. Jorio, F. Jundt, J. Kecskemeti, P. Koncz, Y. Korchagin, M. Krämer, C. Kuhn, I. Legrand, A. Lebedev, C. Maguire, V. Manko, T. Matulewicz, G. Mgebrishvili, D. Moisa, G. Montaru, I. Montbel, P. Morel, D. Pelte, M. Petrovici, F. Rami, W. Reisdorf, A. Sadchikov, D. Schüll, Z. Seres, B. Sikora, V. Simion, S. Smolyankin, U. Sodan, K. Teh, R. Tezkratt, M. Trzaska, M. A. Vasiliev, and P. Wagner. Velocity correlations of intermediate mass fragments produced in central collisions of Au+Au at E=150A MeV. *Physical Review C*, 48(3) :R955, September 1993.
- [68] G. Verde, P. Danielewicz, W. G. Lynch, C. F. Chan, C. K. Gelbke, L. K. Kwong, T. X. Liu, X. D. Liu, D. Seymour, R. Shomin, W. P. Tan, M. B. Tsang, A. Wagner, H. S. Xu, D. A. Brown, B. Davin, Y. Larochele, R. T. de Souza, R. Yanez, R. J. Charity, and L. G. Sobotka. correlation functions and collective motion in collisions at. *Physics Letters B*, 653(1) :12–17, September 2007.
- [69] G. Bizard, D. Durand, A. Genoux-Lubain, M. Louvel, R. Bougault, R. Brou, H. Doubre, Y. El-Masri, H. Fugiwara, K. Hagel, A. Hajfani, F. Hanappe, S. Jeong, G.M. Jin, S. Kato,

- J.L. Laville, C. Le Brun, J.F. Lecomte, S. Lee, T. Matsuse, T. Motobayashi, J.P. Patry, A. Péghaire, J. Péter, N. Prot, R. Regimbart, F. Saint-Laurent, J.C. Steckmeyer, and B. Tamain. Three fragment sequential decay of heavy nuclei around 3 mev/u excitation energy. *Physics Letters B*, 276(4) :413 – 417, 1992.
- [70] V. E. Viola, K. Kwiatkowski, and M. Walker. Systematics of fission fragment total kinetic energy release. *Physical Review C*, 31 :1550–1552, Apr 1985.
- [71] D.J. Hinde, J.R. Leigh, J.J.M. Bokhorst, J.O. Newton, R.L. Walsh, and J.W. Boldeman. Mass-split dependence of the pre- and post-scission neutron multiplicities for fission of ^{251}Es . *Nuclear Physics A*, 472(2) :318 – 332, 1987.
- [72] S. E. Vigdor, H. J. Karwowski, W. W. Jacobs, S. Kailas, P. P. Singh, F. Soga, and P. Yip. On the anisotropy of multi-chance, high-spin fission. *Physics Letters B*, 90(4) :384–388, March 1980.
- [73] D. Cussol, G. Bizard, R. Brou, D. Durand, M. Louvel, J. Patry, J. Peter, R. Regimbart, J. Steckmeyer, and J. Sullivan. Charged-particle calorimetry of ^{40}Ar ^{27}Al reactions from 36 to 65 MeV/u. *Nucl. Phys. A*, 561(2) :298–316, August 1993.
- [74] N. Marie, R. Laforest, R. Bougault, J. P. Wieleczko, D. Durand, Ch, J. F. Lecomte, F. Saint-Laurent, G. Auger, J. Benlliure, E. Bisquer, B. Borderie, R. Brou, J. L. Charvet, A. Chbihi, J. Colin, D. Cussol, R. Dayras, E. De Filippo, A. Demeyer, D. Doré, P. Ecomard, P. Eudes, D. Gourio, D. Guinet, P. Laitesse, J. L. Laville, A. Le Fèvre, T. Lefort, R. Legrain, O. Lopez, M. Louvel, V. Métivier, L. Nalpas, A. Ouatzerga, M. Parlog, J. Péter, E. Plagnol, A. Rahmani, T. Reposeur, M. F. Rivet, E. Rosato, S. Salou, M. Squalli, J. C. Steckmeyer, B. Tamain, L. Tassan-Got, E. Vient, and C. Volant. A hot expanding source in 50 a MeV xe sn central reactions. *Phys. Lett. B*, 391(1-2) :15–21, January 1997.
- [75] E. Bonnet, B. Borderie, N. Le Neindre, M.-F. Rivet, R. Bougault, A. Chbihi, R. Dayras, J.D. Frankland, E. Galichet, F. Gagnon-Moisan, D. Guinet, P. Laitesse, J. Łukasik, D. Mercier, M. Pârlog, E. Rosato, R. Roy, C. Sfienti, M. Vigilante, J.P. Wieleczko, and B. Zwieglinski. Fragment properties of fragmenting heavy nuclei produced in central and semi-peripheral collisions. *Nuclear Physics A*, 816(1-4) :1 – 18, 2009.
- [76] R. Bougault, J. Colin, F. Delaunay, A. Genoux-Lubain, A. Hajfani, C. Le Brun, J. F. Lecomte, M. Louvel, and J. C. Steckmeyer. Time-scale analysis of events with three heavy fragments in the $^{22}\text{Ne} + \text{Au}$ collisions at 60 MeV/u. *Physics Letters B*, 232(3) :291–295, December 1989.
- [77] M. Louvel, A. Genoux-Lubain, G. Bizard, R. Bougault, R. Brou, A. Buta, H. Doubre, D. Durand, Y. El Masri, H. Fujiwara, K. Hagel, T. Hamdani, F. Hanappe, S. C. Jeong, G. M. Jin, S. Kato, J. L. Laville, C. Le Brun, J. F. Lecomte, S. M. Lee, T. Matsuse, T. Motobayashi, A. Péghaire, J. Péter, R. Regimbart, F. Saint-Laurent, J. C. Steckmeyer, and B. Tamain. Rapid decrease of fragment emission time in the range of 3-5 MeV/u excitation energy. *Physics Letters B*, 320(3-4) :221–226, January 1994.

- [78] D. Durand, J. Colin, J. F. Lecolley, C. Meslin, M. Aboufirassi, B. Bilwes, R. Bougault, R. Brou, F. Cosmo, J. Galin, A. Genoux-Lubain, D. Guerreau, D. Horn, D. Jacquet, J. L. Laville, C. Le Brun, O. Lopez, M. Louvel, M. Mahi, M. Morjean, A. Péghaire, G. Rudolf, F. Scheibling, J. C. Steckmeyer, L. Stuttgé, B. Tamain, and S. Tomasevic. Nuclear disassembly time scales using space-time correlations. *Physics Letters B*, 345(4) :397–402, February 1995.
- [79] Winifred E. Parker, Morton Kaplan, David J. Moses, Giovanni La Rana, Douglas Logan, Roy Lacey, John M. Alexander, Dalva M. de Castro Rizzo, Paul DeYoung, Robert J. Welberry, and John T. Boger. Charged-particle evaporation from hot composite nuclei : Evidence over a broad z range for distortions from cold nuclear profiles. *Phys. Rev. C*, 44 :774–795, Aug 1991.
- [80] G. Ademard, J. P. Wieleczko, J. Gomez del Campo, M. La Commara, E. Bonnet, M. Vigilante, A. Chbihi, J. D. Frankland, E. Rosato, G. Spadaccini, Sh. A. Kalandarov, C. Beck, S. Barlini, B. Borderie, R. Bougault, R. Dayras, G. De Angelis, J. De Sanctis, V. L. Kravchuk, P. Lantesse, N. Le Neindre, J. Moisan, A. D’Onofrio, M. Parlog, D. Pierroutsakou, M. F. Rivet, M. Romoli, R. Roy, G. G. Adamian, and N. V. Antonenko. Decay of excited nuclei produced in $^{78,82}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$ reactions at 5.5 mev/nucleon. *Phys. Rev. C*, 83 :054619, May 2011.
- [81] Y. D. Kim, R. T. de Souza, D. R. Bowman, N. Carlin, C. K. Gelbke, W. G. Gong, W. G. Lynch, L. Phair, M. B. Tsang, and F. Zhu. Intermediate mass fragment emission in $^{36}\text{Ar}+^{197}\text{Au}$ collisions at $e/a=35$ mev. *Phys. Rev. C*, 45 :338–352, Jan 1992.
- [82] K. Mazurek, C. Schmitt, J. P. Wieleczko, P. N. Nadtochy, and G. Ademard. Critical insight into the influence of the potential energy surface on fission dynamics. *Phys. Rev. C*, 84 :014610, Jul 2011.
- [83] B. Borderie and M. F. Rivet. Nuclear multifragmentation and phase transition for hot nuclei. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 61(2) :551–601, October 2008.
- [84] P. J. Siemens. *Nature*, 305 :410, 1983.
- [85] H. R. Jaqaman, A. Z. Mekjian, and L. Zamick. Liquid-gas phase transitions in finite nuclear matter. *Phys. Rev. C*, 29 :2067–2074, 1984.
- [86] N. K. Glendenning, L. P. Csernai, and J. I. Kapusta. Liquid-gas phase separation in nuclear collisions. *Phys. Rev. C*, 33(4) :1299–1302, April 1986.
- [87] M. Gilkes, S. Albergo, F. Bieser, F. P. Brady, Z. Caccia, D. A. Cebra, A. D. Chacon, J. L. Chance, Y. Choi, S. Costa, J. B. Elliott, J. A. Hauger, A. S. Hirsch, E. L. Hjort, A. Insolia, M. Justice, D. Keane, J. C. Kintner, V. Lindenstruth, M. A. Lisa, U. Lynen, H. S. Matis, M. McMahan, C. McParland, W. F. J. Müller, D. L. Olson, M. D. Partlan, N. T. Porile, R. Potenza, G. Rai, J. Rasmussen, H. G. Ritter, J. Romanski, J. L. Romero, G. V. Russo, H. Sann, R. Scharenberg, A. Scott, Y. Shao, B. K. Srivastava, T. J. M. Symons, M. Tincknell, C. Tuvé, S. Wang, P. Warren, H. H. Weiman, and K. Wolf. Determination of critical exponents from the multifragmentation of gold nuclei. *Phys. Rev. Lett.*, 73 :1590, 1994.

- [88] Wolfgang Bauer and Alexander Botvina. Pre-equilibrium particle emission and critical exponent analysis. *Phys. Rev. C*, 52 :R1760–R1763, October 1995.
- [89] J. Bondorf, A. S. Botvina, A. S. Iljinov, I. N. Mishustin, and K. Sneppen. Statistical multifragmentation of nuclei. *Phys. Rep.*, 257 :133–221, 1995.
- [90] M. D’Agostino, A. S. Botvina, P. M. Milazzo, M. Bruno, G. J. Kunde, D. R. Bowman, L. Celano, N. Colonna, J. D. Dinius, A. Ferrero, M. L. Fiandri, C. K. Gelbke, T. Glasmacher, F. Gramegna, D. O. Handzy, D. Horn, W. C. Hsi, M. Huang, I. Iori, M. A. Lisa, W. G. Lynch, L. Manduci, G. V. Margagliotti, P. F. Matsinu, I. N. Mishustin, C. P. Montoya, A. Moroni, G. F. Peaslee, F. Petruzzelli, L. Phair, R. Rui, C. Schwartz, M. B. Tsang, G. Vannini, and C. Williams. Statistical multifragmentation in central au + au collisions at 35 mev/u. *Phys. Lett.*, 371 :175–180, 1996.
- [91] Al. H. Raduta and Ad. R. Raduta. Simulation of statistical ensembles suitable for the description of nuclear multifragmentation. *Phys. Rev. C*, 55 :1344–1352, 1997.
- [92] L. Beaulieu, T. Lefort, K. Kwiatkowski, W.-c. Hsi, L. Pienkowski, R. G. Korteling, R. Laforest, E. Martin, E. Ramakrishnan, D. Rowland, A. Ruangma, V. E. Viola, E. Winchester, and S. J. Yennello. Testing binomial reducibility and thermal scaling in hadron-induced multifragmentation. *Phys. Rev. C*, 63 :031302R, 2001.
- [93] J. Toke and W. U. Schröder. Common signatures of statistical coulomb fragmentation of highly excited nuclei and phase transitions in confined microcanonical systems. *Phys. Rev. C*, 79(6) :064622, June 2009.
- [94] J. Aichelin. ‘Quantum’ Molecular Dynamics : a dynamical microscopic n-body approach to investigate fragment formation and the nuclear equation of state in heavy ion collisions. *Phys. Rep.*, 202 :233–360, 1991.
- [95] G. F. Burgio, Ph. Chomaz, and J. Randrup. Dynamical clusterization in the presence of instabilities. *Phys. Rev. Lett.*, 69 :885–888, 1992.
- [96] R. Wada, T. Keutgen, K. Hagel, Y. G. Ma, J. Wang, M. Murray, L. Qin, P. Smith, J. B. Natowitz, R. Alfarro, J. Cibor, M. Cinausero, Y. El Masri, D. Fabris, E. Fioretto, A. Keksis, S. Kowalski, M. Lunardon, A. Makeev, N. Marie, E. Martin, Z. Majka, A. Martinez-Davalos, A. Menchaca-Rocha, G. Nebbia, G. Prete, V. Rizzi, A. Ruangma, D. V. Shetty, G. Souliotis, P. Staszal, M. Veselsky, G. Viesti, E. M. Winchester, S. J. Yennello, W. Zipper, and A. Ono. Reaction dynamics and multifragmentation in fermi energy heavy ion reactions. *Phys. Rev. C*, 69 :044610, 2004.
- [97] M. Colonna, A. Ono, and J. Rizzo. Fragmentation paths in dynamical models. *Phys. Rev. C*, 82(5) :054613, November 2010.
- [98] J. Pochodzalla, T. Möhlenkamp, T. Rubehn, A. Schüttauf, A. Wörner, E. Zude, M. Begemann Blaich, Th. H. Emling, A. Ferrero, C. Gross, G. Immé, I. Iori, G. J. Kunde, W. D. Kunze, V. Lindenstruth, U. Lynen, A. Moroni, W. F. J. Müller, B. Ocker, G. Raciti, H. Sann, C. Schwarz, W. Seidel, V. Serfling, J. Stroth, W. Trautmann, A. Trzcinski, A. Tucholski, G. Verde, and B. Zwieglinski. Probing the nuclear Liquid-Gas phase transition. *Phys. Rev. Lett.*, 75(6) :1040–1043, August 1995.

- [99] J. B. Elliott, S. Albergo, F. Bieser, F. P. Brady, Z. Caccia, D. A. Cebra, A. D. Chacon, J. L. Chance, Y. Choi, S. Costa, M. L. Gilkes, J. A. Hauger, A. S. Hirsch, E. L. Hjort, A. Insolia, M. Justice, D. Keane, J. C. Kintner, V. Lindenstruth, M. A. Lisa, H. S. Matis, M. McMahan, C. McParland, W. F. J. Müller, D. L. Olson, M. D. Partlan, N. T. Porile, R. Potenza, G. Rai, J. Rasmussen, H. G. Ritter, J. Romanski, J. L. Romero, G. V. Russo, H. Sann, R. P. Scharenberg, A. Scott, Y. Shao, B. K. Srivastava, T. J. M. Symons, M. Tincknell, C. Tuvé, S. Wang, P. G. Warren, H. H. Wieman, T. Wienold, and K. Wolf. Statistical signatures of critical behaviour in small systems. *Phys. Rev. C*, 62 :064603, 2000.
- [100] M. Kleine Berkenbusch, W. Bauer, K. Dillman, S. Pratt, L. Beaulieu, K. Kwiatkowski, T. Lefort, Hsi, V. E. Viola, S. J. Yennello, R. G. Korteling, and H. Breuer. Event-by-Event analysis of Proton-Induced nuclear multifragmentation : Determination of the phase transition universality class in a system with extreme Finite-Size constraints. *Phys. Rev. Lett.*, 88 :022701+, December 2001.
- [101] B. K. Srivastava, R. P. Scharenberg, S. Albergo, F. Bieser, F. P. Brady, Z. Caccia, D. A. Cebra, A. D. Chacon, J. L. Chance, Y. Choi, S. Costa, J. B. Elliott, M. L. Gilkes, J. A. Hauger, A. S. Hirsch, E. L. Hjort, A. Insolia, M. Justice, D. Keane, J. C. Kintner, V. Lindenstruth, M. A. Lisa, H. S. Matis, M. McMahan, C. McParland, W. F. J. Müller, D. L. Olson, M. D. Partlan, N. T. Porile, R. Potenza, G. Rai, J. Rasmussen, H. G. Ritter, J. Romanski and J. L. Romero, G. V. Russo, H. Sann, A. Scott, Y. Shao, T. J. M. Symons, M. Tincknell, C. Tuvé, S. Wang, P. Warren and H. H. Wieman, T. Wienold, , and K. Wolf. Multifragmentation and the phase transition : A systematic study of the multifragmentation of 1a gev au, la, and kr. *Phys. Rev. C*, 65 :054617, 2002.
- [102] X. Campi, H. Krivine, E. Plagnol, and N. Sator. Partial energy fluctuations and negative heat capacities. *Phys. Rev. C*, 71 :041601+, April 2005.
- [103] J. B. Elliott, L. G. Moretto, L. Phair, G. J. Wozniak, L. Beaulieu, H. Breuer, R. G. Korteling, K. Kwiatkowski, T. Lefort, L. Pienkowski, A. Ruangma, V. E. Viola, and S. Yennello. Liquid to vapor phase transition in excited nuclei. *Phys. Rev. Lett.*, 88 :042701, 2002.
- [104] L. G. Moretto, J. B. Elliott, L. Phair, and G. J. Wozniak. Negative heat capacities and first order phase transitions in nuclei. *Phys. Rev. C*, 66(4) :041601, October 2002.
- [105] M. D’Agostino, R. Bougault, F. Gulminelli, M. Bruno, F. Cannata, Ph. Chomaz, F. Gramagna, I. Iori, N. Le Neindre, G.V. Margagliotti, A. Moroni, and G. Vannini. On the reliability of negative heat capacity measurements. *Nucl. Phys. A*, 699 :795 – 818, 2002.
- [106] K. Zbiri, A. Le Fèvre, J. Aichelin, J. Lukasik, W. Reisdorf, F. Gulminelli, U. Lynen, W. F. J. Müller, H. Orth, C. Schwarz, C. Sfienti, W. Trautmann, K. Turzó, B. Zwiegliński, J. L. Charvet, A. Chbihi, R. Dayras, D. Durand, J. D. Frankland, R. Legrain, N. Le Neindre, O. Lopez, L. Nalpas, M. Parlog, E. Plagnol, M. F. Rivet, E. Rosato, E. Vient, M. Vigilante, C. Volant, and J. P. Wieleczko. Transition from participant to spectator fragmentation in au+au reactions between 60a and 150a mev. *Phys. Rev. C*, 75 :034612, Mar 2007.

- [107] J. M. Carmona, J. Richert, and P. Wagner. Order parameter fluctuations and thermodynamic phase transitions in finite spin systems and fragmenting nuclei. *Phys. Lett. B*, 531 :71–76, 2002.
- [108] Hans Behringer and Michel Pleimling. Continuous phase transitions with a convex dip in the microcanonical entropy. *Phys. Rev. E*, 74(1) :011108, July 2006.
- [109] R. A. Fisher and L. H. C. Tippet. *Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, 24 :180, 1928.
- [110] E. J. Gumbel. *Statistics of Extremes*. Columbia University Press, New York, 1958.
- [111] Ph. Chomaz, M. Colonna, and J. Randrup. Nuclear spinodal fragmentation. *Phys. Rep.*, 389 :263–440, 2004.
- [112] F. Gulminelli. Phase coexistence in nuclei. *Ann. Phys. Fr.*, 29 :1–121, 2004.
- [113] P. G. J. van Dongen and M. H. Ernst. Dynamic scaling in the kinetics of clustering. *Phys. Rev. Lett.*, 54 :1396–1399, Apr 1985.
- [114] F. Gulminelli and Ph. Chomaz. Distribution of the largest fragment in the lattice gas model. *Phys. Rev. C*, 71 :054607, May 2005.
- [115] M. E. Fisher. *Rep. Prog. Phys.*, 30 :615, 1967.
- [116] Joseph Lajzerowicz and Jean Sivardière. Spin-1 lattice-gas model. i. condensation and solidification of a simple fluid. *Phys. Rev. A*, 11 :2079–2089, Jun 1975.
- [117] R. Botet and M. Płoszajczak. Fragmentation-inactivation binary model. *Phys. Rev. Lett.*, 69 :3696–3699, Dec 1992.
- [118] Robert Botet and M. Płoszajczak. Multiplicity distributions in binary fragmenting with inhibition at the transition line. *Phys. Rev. E*, 54 :3320–3333, Oct 1996.
- [119] J. Aichelin and J. Huefner. Fragmentation reactions on nuclei : Condensation of vapour or shattering of glass? *Phys. Lett. B*, 136 :15 – 18, 1984.
- [120] S. Piantelli, B. Borderie, E. Bonnet, N. Le Neindre, Ad. Raduta, M. F. Rivet, R. Bougault, A. Chbihi, R. Dayras, J. D. Frankland, E. Galichet, F. Gagnon-Moisan, D. Guinet, P. Lantesse, G. Lehaut, O. Lopez, D. Mercier, J. Moisan, M. Pârlog, E. Rosato, R. Roy, B. Tamain, E. Vient, M. Vigilante, and J. P. Wieleczko. Freeze-out properties of multi-fragmentation events. *Nucl. Phys. A*, 809(3-4) :111–128, September 2008.
- [121] B.V. Gnedenko. *Annals of Mathematics*, 44 :423 – 453, 1943.
- [122] E. Plagnol, J. Lukasik, G. Auger, Ch, N. Bellaize, F. Bocage, B. Borderie, R. Bougault, R. Brou, P. Buchet, J. L. Charvet, A. Chbihi, J. Colin, D. Cussol, R. Dayras, A. Demeyer, D. Doré, D. Durand, J. D. Frankland, E. Galichet, E. Genouin Duhamel, E. Gerlic, D. Guinet, P. Lantesse, J. L. Laville, J. F. Lecolley, R. Legrain, N. Le Neindre, O. Lopez, M. Louvel, A. M. Maskay, L. Nalpas, A. D. Nguyen, M. Pârlog, J. Péter, M. F. Rivet, E. Rosato, F. Saint Laurent, S. Salou, J. C. Steckmeyer, M. Stern, G. Tăbăcaru,

- B. Tamain, L. Tassan Got, O. Tirel, E. Vient, C. Volant, and J. P. Wieleczko. Onset of midvelocity emissions in symmetric heavy ion reactions. *Phys. Rev. C*, 61(1) :014606, December 1999.
- [123] D. Gruyer, J. D. Frankland, R. Botet, M. Ploszajczak, E. Bonnet, A. Chbihi, G. Ademard, M. Boisjoli, B. Borderie, R. Bougault, D. Guinet, P. Lautesse, L. Manduci, N. Le Neindre, P. Marini, P. Pawłowski, M. F. Rivet, E. Rosato, G. Spadaccini, M. Vigilante, and J. P. Wieleczko. Nuclear Multifragmentation Time Scale and Fluctuations of the Largest Fragment Size. *Physical Review Letters*, 110 :172701, 2013.
- [124] L. B. Yang, E. Norbeck, W. A. Friedman, O. Bjarki, F. D. Ingram, R. A. Lacey, D. J. Magestro, M. L. Miller, A. Nadasen, R. Pak, N. T. B. Stone, A. M. Vander Molen, G. D. Westfall, and S. J. Yennello. Odd-even Z isospin anomaly in heavy-ion reactions. *Phys. Rev. C*, 60 :041602, Sep 1999.
- [125] W. Bauer, D. R. Dean, U. Mosel, and U. Post. New approach to fragmentation reactions : The nuclear lattice model. *Phys. Lett. B*, 150(1-3) :53–56, January 1985.
- [126] X. Campi. Signals of a phase transition in nuclear multifragmentation. *Phys. Lett. B*, 208 :351 – 354, 1988.
- [127] J. B. Elliott, L. G. Moretto, L. Phair, G. J. Wozniak, S. Albergo, F. Bieser, F. P. Brady, Z. Caccia, D. A. Cebra, A. D. Chacon, J. L. Chance, Y. Choi, S. Costa, M. L. Gilkes, J. A. Hauger, A. S. Hirsch, E. L. Hjort, A. Insolia, M. Justice, D. Keane, J. C. Kintner, V. Lindenstruth, M. A. Lisa, H. S. Matis, M. McMahan, C. McParland, W. F. J. Müller, D. L. Olson, M. D. Partlan, N. T. Porile, R. Potenza, G. Rai, J. Rasmussen, H. G. Ritter, J. Romanski, J. L. Romero, G. V. Russo, H. Sann, R. P. Scharenberg, A. Scott, Y. Shao, B. K. Srivastava, T. J. M. Symons, M. Tincknell, C. Tuvé, S. Wang, P. G. Warren, H. H. Wieman, T. Wienold, and K. Wolf. Nuclear multifragmentation, percolation, and the fisher droplet model : Common features of reducibility and thermal scaling. *Phys. Rev. Lett.*, 85 :1194–1197, 2000.
- [128] D. Sisan, W. Bauer, O. Bjarki, D. J. Magestro, A. Nadasen, R. Pak, K. A. G. Rao, N. T. B. Stone, A. M. Vander Molen, G. D. Westfall, and W. Yuhasz. Intermediate mass fragment emission in heavy-ion collisions : Energy and system mass dependence. *Phys. Rev. C*, 63(2) :027602, January 2001.
- [129] A. J. Cole. Separation and characterization of phases in bond percolation and implications for studies of nuclear multifragmentation. *Phys. Rev. C*, 65 :031601, 2002.
- [130] Janusz Brzychczyk. Largest cluster in percolation : Implications for fragmentation studies. *Phys. Rev. C*, 73 :024601+, February 2006.
- [131] D. Stauffer and A. Aharony. *Introduction to Percolation Theory*. Taylor & Francis Publishers, London, 1994.
- [132] Martin Z. Bazant. Largest cluster in subcritical percolation. *Phys. Rev. E*, 62 :1660–1669, August 2000.

- [133] Robert Botet and Marek Płoszajczak. Exact Order-Parameter distribution for critical Mean-Field percolation and critical aggregation. *Phys. Rev. Lett.*, 95(18) :185702, October 2005.
- [134] Robert Botet. Order parameter fluctuations at a critical point 2013 an exact result about percolation 2013. *Journal of Physics : Conference Series*, 297(1) :012005+, May 2011.
- [135] G. F. Bertsch and P. J. Siemens. Nuclear fragmentation. *Phys. Lett. B*, 126 :9–12, 1983.
- [136] J.A. López and G. Lübeck. Nuclear spinodal decomposition,. *Phys. Lett. B*, 219 :215, 1989.
- [137] G. Tabacaru, B. Borderie, P. Désesquelles, M. Pârlog, M. Rivet, R. Bougault, B. Bouriquet, A. Buta, E. Galichet, B. Guiot, P. Lautesse, N. Le Neindre, L. Manduci, E. Rosato, B. Tamain, M. Vigilante, and J. Wieleczko. Fragment charge correlations and spinodal decomposition in finite nuclear systems. *Eur. Phys. J. A*, 18(1) :103–116, October 2003.
- [138] D. Gruyer, J. D. Frankland, R. Botet, M. Płoszajczak, E. Bonnet, A. Chbihi, P. Marini, and the Indra collaboration. Pseudo-critical clusterization in nuclear multi-fragmentation. *Journal of Physics : Conference Series*, 436 :012079, 2013.
- [139] E. Bonnet, B. Borderie, N. Le Neindre, M. Rivet, R. Bougault, A. Chbihi, R. Dayras, J. Frankland, E. Galichet, and F. Gagnon-Moisan. Fragment properties of fragmenting heavy nuclei produced in central and semi-peripheral collisions. *Nucl. Phys. A*, 816(1-4) :1–18, January 2009.
- [140] K. Binder. Finite size scaling analysis of ising model block distribution functions. *Zeitschrift Physik B Condensed Matter*, 43(2) :119–140, June 1981.
- [141] Lizhu Chen, Xue Pan, Xiaosong Chen, and Yuanfang Wu. Critical behavior of Binder ratios and ratios of higher order cumulants of conserved charges in QCD deconfinement phase transition, October 2010.
- [142] Lizhu Chen, Zhiming Li, and Yuanfang Wu. The influences of statistics and initial size fluctuations on high cumulants of conserved quantities in relativistic heavy ion collisions, December 2013.
- [143] E. Bonnet, B. Borderie, N. Le Neindre, Ad. R. Raduta, M. F. Rivet, R. Bougault, A. Chbihi, J. D. Frankland, E. Galichet, F. Gagnon-Moisan, D. Guinet, P. Lautesse, J. Lukasik, P. Marini, M. Pârlog, E. Rosato, R. Roy, G. Spadaccini, M. Vigilante, J. P. Wieleczko, and B. Zwieglinski. New scalings in nuclear fragmentation. *Phys. Rev. Lett.*, 105 :142701, Sep 2010.
- [144] S. C. Jeong, N. Herrmann, Z. G. Fan, R. Freifelder, A. Gobbi, K. D. Hildenbrand, M. Krämer, J. Randrup, W. Reisdorf, D. Schüll, U. Sodan, K. Teh, J. P. Wessels, D. Pelte, M. Trzaska, T. Wienold, J. P. Alard, V. Amouroux, Z. Basrak, N. Bastid, I. M. Belayev, L. Berger, M. Bini, Th. Blaich, S. Boussange, A. Buta, R. Čaplar, C. Cerruti, N. Cindro, J. P. Coffin, R. Dona, P. Dupieux, J. Erö, P. Fintz, Z. Fodor, L. Fraysse, S. Frolov, Y. Grigorian, G. Guillaume, S. Hölbling, A. Houari, F. Jundt, J. Kecskemeti, P. Koncz, Y. Korchagin, R. Kotte, C. Kuhn, M. Ibnouzhahir, I. Legrand, A. Lebedev, C. Maguire,

- V. Manko, P. Maurenzig, G. Mgebrishvili, J. Mösner, D. Moisa, G. Montarou, I. Montbel, P. Morel, W. Neubert, A. Olmi, G. Pasquali, M. Petrovici, G. Poggi, F. Rami, V. Ramillien, A. Sadchikov, Z. Seres, B. Sikora, V. Simion, S. Smolyankin, R. Tezkratt, M. A. Vasiliev, P. Wagner, Z. Wilhelmi, D. Wohlfarth, and A. V. Zhilin. Collective motion in selected central collisions of au on au at 150a mev. *Phys. Rev. Lett.*, 72 :3468–3471, May 1994.
- [145] Subrata Pal, S.K. Samaddar, A. Das, and J.N. De. Recombination effect in nuclear multifragmentation. *Nuclear Physics A*, 586(3) :466 – 482, 1995.
- [146] Subrata Pal, S.K. Samaddar, and J.N. De. The effect of flow on nuclear multifragmentation in a quantum statistical model. *Nuclear Physics A*, 608(1) :49 – 62, 1996.
- [147] N. Bellaize. Multifragmentation process for different mass asymmetry in the entrance channel around the fermi energy. *Nucl. Phys. A*, 709(1-4) :367–391, October 2002.
- [148] J. Lecolley. Reaction mechanism in highly fragmented pb au collisions at 29 MeV/u. *Phys. Lett. B*, 387(3) :460–465, October 1996.
- [149] P. Napolitani, M. Colonna, V. de laMota, and F. Sebille. agenda.infn.it/getFile.py/access?resId=15&materialId=slides&confId=6673.

Résumé

Dans ce travail, nous étudions l'évolution et la nature des mécanismes de désexcitation de noyaux chauds produits lors de collisions d'ions lourds de $E=8$ à 50 MeV/A mesurées avec le détecteur INDRA. Dans les collisions centrales de Xe+Sn de $E=8$ à 25 MeV/A, les événements avec trois fragments lourds en voie de sortie présentent une section efficace significative, sans que le mécanisme de production sous-jacent ne soit clairement établi. Nous avons montré que les fragments proviennent de deux cassures successives et que l'intervalle de temps entre ces cassures diminue lorsque l'énergie incidente augmente. Le mécanisme de production des fragments devient ainsi compatible avec une fragmentation simultanée au delà de $E=20$ MeV/A, ce qui a été interprété comme la signature du seuil de multifragmentation. Nous nous sommes ensuite intéressés à la nature du processus de multifragmentation. Une analyse statistique de la distribution de charge du fragment le plus lourd (Z_{\max}) produit dans les collisions centrales de Xe+Sn à $E=25-50$ MeV/A nous a permis d'établir que la multifragmentation est un processus d'agrégation dynamique. Nous avons également mis en exergue l'effet de l'expansion radiale sur le degré de fragmentation du système, à travers le lien entre le temps de formation des fragments et la forme de la distribution de Z_{\max} . La comparaison entre la fragmentation de systèmes de taille comparable produits dans des collisions centrales symétriques (Xe+Sn) et asymétriques (Ta+Zn), supposées emprunter différentes trajectoires dans le diagramme de phases de la matière nucléaire, semble confirmer le lien entre l'expansion radiale et les propriétés des partitions de multifragmentation.

Abstract

In this work we study the evolution and nature of reaction and decay mechanisms of hot nuclei produced in heavy ion collisions from $E = 8$ to 25 MeV/A measured with INDRA. In central Xe+Sn collisions from $E = 8$ to 25 MeV/A, three-fragment events present a significant cross section without the underlying production mechanism being clearly established. We have shown that fragments arise from two successive binary splittings. The time interval between these two splittings decreases with increasing incident energy, becoming compatible with a simultaneous three-body break-up above $E = 20$ MeV/A, which was interpreted as the signature of the onset of multifragmentation. Then we have investigated the nature of the multifragmentation process. A statistical analysis of the largest fragment charge (Z_{\max}) distribution produced in central Xe+Sn collisions at $E = 25-50$ MeV/A allowed us to establish that multifragmentation is a dynamical aggregation process. It also demonstrates the effects of collective radial expansion on multifragmentation partitions through the link between the timescale of the process and the shape of the Z_{\max} distribution. The comparison of fragmentation patterns of comparable size systems produced in symmetric (Xe+Sn) and asymmetric (Ta+Zn) central collisions, which are supposed to follow different trajectories in the nuclear phase diagram, confirm the link between collective radial expansion and fragment partitions in multifragmentation.

Mots clés : Réactions nucléaire; Interactions d'ions lourds; Réactions de fragmentation; Fission nucléaire; Lois d'échelle (physique nucléaire)

Discipline : Constituants élémentaires et physique théorique